

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Сусликов Михаил Викторович

**Исследование магнитных катаклизмических переменных  
на поздних стадиях эволюции**

Специальность 1.3.1 —  
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н.  
Колбин Александр Иванович

Казань — 2026

## Оглавление

|                                                                                                  | Стр.          |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| <b>Введение . . . . .</b>                                                                        | <b>5</b>      |
| <br><b>Глава 1. Магнитные катаклизмические переменные и методы<br/>их исследования . . . . .</b> | <br><b>15</b> |
| 1.1 Введение . . . . .                                                                           | 15            |
| 1.1.1 Модель Роша . . . . .                                                                      | 16            |
| 1.1.2 Катаклизмические переменные . . . . .                                                      | 18            |
| 1.1.3 Формирование катаклизмических переменных . . . . .                                         | 19            |
| 1.1.4 Эволюция катаклизмических переменных . . . . .                                             | 20            |
| 1.1.5 Немагнитные системы . . . . .                                                              | 24            |
| 1.1.6 Магнитные системы . . . . .                                                                | 27            |
| 1.2 Методы исследования магнитных катаклизмических переменных                                    | 31            |
| 1.2.1 Доплеровская томография . . . . .                                                          | 31            |
| 1.2.2 Зеемановское расщепление спектральных линий . . . . .                                      | 35            |
| 1.2.3 Моделирование циклотронного излучения . . . . .                                            | 37            |
| 1.3 Заключение к главе 1 . . . . .                                                               | 41            |
| <br><b>Глава 2. Низкоаккрецирующий поляр V379 Vir с коричневым<br/>карликом . . . . .</b>        | <br><b>42</b> |
| 2.1 Введение . . . . .                                                                           | 42            |
| 2.2 Наблюдения и обработка данных . . . . .                                                      | 43            |
| 2.2.1 Спектроскопия БТА . . . . .                                                                | 43            |
| 2.2.2 Фотометрия РТТ-150 . . . . .                                                               | 45            |
| 2.3 Анализ фотометрических данных . . . . .                                                      | 46            |
| 2.3.1 Долговременная и орбитальная переменность . . . . .                                        | 46            |
| 2.3.2 Спектральное распределение энергии . . . . .                                               | 47            |
| 2.3.3 Определение параметров . . . . .                                                           | 50            |
| 2.4 Анализ эмиссионной линии $H\alpha$ . . . . .                                                 | 56            |
| 2.4.1 Лучевые скорости . . . . .                                                                 | 56            |
| 2.4.2 Доплеровская томография . . . . .                                                          | 60            |
| 2.4.3 Природа эмиссии $H\alpha$ . . . . .                                                        | 62            |

|                 | Стр.                                                            |
|-----------------|-----------------------------------------------------------------|
| 2.5             | Магнитное поле белого карлика . . . . . 64                      |
| 2.5.1           | Магнитная кривая . . . . . 64                                   |
| 2.5.2           | Топология магнитного поля . . . . . 65                          |
| 2.6             | Природа V379 Vir . . . . . 67                                   |
| 2.7             | Заключение к главе 2 . . . . . 71                               |
| <b>Глава 3.</b> | <b>Поляр II Leo в состоянии низкого темпа аккреции . . . 73</b> |
| 3.1             | Введение . . . . . 73                                           |
| 3.2             | Наблюдения и обработка данных . . . . . 74                      |
| 3.2.1           | Спектроскопия БТА . . . . . 74                                  |
| 3.2.2           | Архивные спектры VLT . . . . . 75                               |
| 3.2.3           | Фотометрические данные . . . . . 76                             |
| 3.3             | Исследование фотометрии . . . . . 77                            |
| 3.3.1           | Долговременная переменность . . . . . 77                        |
| 3.3.2           | Вращательная переменность . . . . . 77                          |
| 3.3.3           | Спектральное распределение энергии . . . . . 80                 |
| 3.4             | Анализ фазово-разрешённой спектроскопии . . . . . 82            |
| 3.4.1           | Динамические спектры . . . . . 82                               |
| 3.4.2           | Излучение в линии H $\alpha$ . . . . . 82                       |
| 3.4.3           | Доплеровская томография . . . . . 84                            |
| 3.4.4           | Магнитное поле . . . . . 86                                     |
| 3.5             | Моделирование циклотронного излучения . . . . . 89              |
| 3.5.1           | Приближение нагретой атмосферы . . . . . 89                     |
| 3.5.2           | Модель аккреционного пятна . . . . . 90                         |
| 3.5.3           | Параметры аккреции . . . . . 90                                 |
| 3.5.4           | Рентгеновское излучение . . . . . 93                            |
| 3.6             | Заключение к главе 3 . . . . . 94                               |
| <b>Глава 4.</b> | <b>Gaia 19cwm — затменная карликовая новая типа</b>             |
|                 | <b>WZ Sge с магнитным белым карликом . . . . . 96</b>           |
| 4.1             | Введение . . . . . 96                                           |
| 4.2             | Наблюдения и обработка данных . . . . . 96                      |
| 4.2.1           | Фотометрия . . . . . 96                                         |
| 4.2.2           | Спектроскопия . . . . . 98                                      |

|                                                         | Стр.       |
|---------------------------------------------------------|------------|
| 4.3 Анализ фотометрии . . . . .                         | 99         |
| 4.3.1 Долговременная оптическая переменность . . . . .  | 99         |
| 4.3.2 Орбитальная и вращательная переменность . . . . . | 99         |
| 4.3.3 Профиль затмения . . . . .                        | 101        |
| 4.4 Анализ спектроскопии . . . . .                      | 103        |
| 4.4.1 Спектральные особенности . . . . .                | 103        |
| 4.4.2 Доплеровские томограммы . . . . .                 | 104        |
| 4.4.3 Кривая лучевых скоростей . . . . .                | 107        |
| 4.5 Оценка фундаментальных параметров . . . . .         | 108        |
| 4.5.1 Анализ затмения . . . . .                         | 108        |
| 4.5.2 Спектральное распределение энергии . . . . .      | 109        |
| 4.6 Рентгеновский спектр . . . . .                      | 112        |
| 4.7 Природа Gaia 19swm . . . . .                        | 113        |
| 4.8 Заключение к главе 4 . . . . .                      | 116        |
| <b>Заключение . . . . .</b>                             | <b>118</b> |
| <b>Список литературы . . . . .</b>                      | <b>122</b> |



## Введение

### Актуальность темы исследования

Катаклизмические переменные (КП) представляют собой полуразделённые двойные системы, состоящие из аккрецирующего белого карлика (аккректора) и маломассивной звезды-донора, заполняющей свою полость Роша [1; 2]. Орбитальные периоды КП лежат в интервале от  $\sim 80$  минут до нескольких часов. Считается, что КП образуются из относительно широких ( $\sim 100 R_{\odot}$ ) пар звёзд главной последовательности. В процессе эволюции более массивный компонент доходит до стадии сверхгиганта и поглощает звезду-спутник, что приводит к формированию общей оболочки. После её сброса в виде планетарной туманности возникает разделённая двойная система, состоящая из белого карлика и звезды главной последовательности, — так называемая предкатаклизмическая переменная. Дальнейшая потеря углового момента, обусловленная магнитным торможением за счет звёздного ветра холодного компонента, приводит к сокращению большой полуоси орбиты и переходу системы в полуразделённую конфигурацию, наблюдаемую как КП.

При слабой замагниченности белого карлика ( $B \lesssim 0.1$  МГс) вокруг него образуется аккреционный диск. Наблюдательные свойства таких систем существенно зависят от темпа аккреции. При высоком темпе массообмена ( $\dot{M} \gtrsim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ) аккреционные диски являются стабильными, а кривые блеска систем не демонстрируют значительных изменений яркости, за исключением эпизодических переходов в низкие состояния, когда перенос массы временно приостанавливается. Такие системы называют новоподобными. При низком темпе аккреции ( $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ) в диске развивается тепловая неустойчивость, проявляющаяся в виде квазипериодических вспышек амплитудой  $2 - 7^{\text{m}}$  и продолжительностью в несколько суток. Системы этого типа называют карликовыми новыми. Среди них выделяется подкласс SU UMa, объекты которого помимо упомянутых «нормальных» вспышек также демонстрируют так называемые сверхвспышки, отличающиеся большей продолжительностью ( $1 - 2$  недели) и большей амплитудой (на  $1 - 2^{\text{m}}$ ). Считается, что сверхвспышки возникают при увеличении размеров диска до резонансного радиуса  $3 : 1$ , при котором развивается приливная неустойчивость.

При сильной замагниченности белого карлика ( $B \sim 10 - 100$  МГс) аккреция осуществляется путём переноса вещества вдоль линий магнитного поля без образования аккреционного диска [3]. Такие системы именуются полярами или звёздами типа AM Her. Сильное магнитное поле приводит к синхронизации этих систем, то есть их орбитальный период оказывается равен периоду вращения белого карлика. При ударе падающего газа о поверхность аккретора образуются горячие ( $T \sim 10 - 50$  кэВ) аккреционные пятна, которые являются источниками рентгеновского тормозного излучения и поляризованного ( $\sim 10\%$ ) циклотронного излучения, наблюдаемого в оптическом и инфракрасном диапазонах.

При средних значениях магнитного поля белого карлика ( $B \sim 0.1 - 10$  МГс) существуют системы, называемые промежуточными полярами или звёздами типа DQ Her [4]. В этих объектах формируется аккреционный диск, внутренние области которого разрушаются магнитным полем белого карлика. Данные системы являются асинхронными: типичный период вращения белого карлика составляет  $P_{\text{rot}} \sim 0.1 P_{\text{orb}}$ . Промежуточные поляры являются одним из основных классов источников жёсткого рентгеновского излучения на небе [5]. Из-за наличия аккреционного диска часть промежуточных полярных обнаруживается среди карликовых новых и новоподобных систем [6; 7].

Ключевым фактором эволюции КП является потеря углового момента [8]. В молодых КП с длинными орбитальными периодами ( $P_{\text{orb}} \gtrsim 3$  ч) это происходит главным образом за счёт магнитного торможения, обусловленного звёздным ветром. В интервале орбитальных периодов  $P_{\text{orb}} \sim 2 - 3$  ч магнитное торможение оказывается неэффективным, и основным механизмом потери углового момента становится излучение гравитационных волн. Наблюдательным проявлением этого является пробел периодов, содержащий сравнительно малое число известных КП. Уменьшение орбитального периода продолжается до достижения минимального значения  $P_{\text{min}} \sim 80$  мин, когда донор становится коричневым карликом. На этом этапе эволюция КП с субзвёздным компонентом идёт в обратном направлении, то есть сопровождается увеличением орбитального периода. Такие системы называют период-баунсерами (англ. period bouncers). Одной из главных проблем теории эволюции КП является недостаток наблюдаемых период-баунсеров по сравнению с теоретическими предсказаниями. Согласно расчётам, системы, прошедшие через минимум периода, должны составлять  $\sim 40 - 70\%$  от общего числа КП [9]. Однако их наблюдаемая доля в настоящее время оценивается лишь в  $\sim 10\%$  [10; 11].

Происхождение магнитных КП до сих пор остаётся предметом дискуссий. Ранее рассматривались гипотезы, включающие теорию реликтового поля (fossil field; [12]) и модель динамо на стадии общей оболочки [13]. Однако эти теории противоречат наблюдательным данным: молодые предкатаклизмические системы с горячими белыми карликами не демонстрируют признаков сильной намагниченности, тогда как магнитные белые карлики обнаруживаются среди более старых систем, известных как предполяры (pre-polars; [14]). Этот факт указывает на то, что магнитное поле возникает уже после стадии общей оболочки [15]. Согласно современной гипотезе, поле может генерироваться непосредственно на стадии КП благодаря динамо-механизму, возникающему в процессе кристаллизации ядра белого карлика при его достаточном охлаждении [16]. Взаимодействие возникшего магнитного поля с донором может приводить к временному увеличению орбиты и переходу системы в разделённое состояние (т.е. в предполяр). Далее, вследствие потери углового момента система сжимается и вновь становится полуразделённой, переходя в стадию поляр. Однако недавние теоретические работы ставят под сомнение эффективность кристаллизационного динамо. В частности, энергии конвективной зоны кристаллизующегося белого карлика может быть недостаточно для генерации сильных магнитных полей, а время диффузии поля из ядра к поверхности может оказаться слишком большим [17; 18]. В качестве альтернативы рассматривается гипотеза, согласно которой сильные магнитные поля проявляются на поверхности белого карлика лишь спустя 2 – 3 млрд лет после его образования. При этом поле может иметь реликтовую природу и формироваться ещё на стадии главной последовательности [18].

Эволюционные пути магнитных и немагнитных КП имеют свои отличия. Ярким наблюдательным свидетельством этого является слабая выраженность пробела периодов у полярных [19–21]. Считается, что различие в распределениях должно быть связано с влиянием магнитного поля белого карлика на потерю углового момента системой. Принцип действия этого механизма пока остаётся спорным, однако существуют две противоположные гипотезы. Согласно первой, магнитное поле белого карлика увеличивает радиус магнитосферы системы, тем самым усиливая её торможение [22]. Во втором сценарии звёздный ветер донора аккрецирует на белый карлик вдоль линий магнитного поля, что уменьшает потерю углового момента системой [23]. Поскольку темп обмена массой в поля-

рах ниже, чем в немагнитных системах, второй сценарий представляется более правдоподобным [24].

Для выяснения природы и эволюции магнитных полей белых карликов в КП важны измерения фундаментальных параметров компонентов на разных эволюционных стадиях и исследование топологии магнитных полей. В данной диссертационной работе рассматриваются магнитные системы с орбитальным периодом вблизи минимального  $P_{\text{orb}} \approx 80$  мин. Эти системы отличаются низкими темпами аккреции, что упрощает оценку параметров компонентов и восстановление геометрии магнитного поля белых карликов. Кроме того, исследования короткопериодических систем необходимы для уточнения поздних стадий эволюции КП и, в частности, решения проблемы недостатка период-баунсеров. Согласно гипотезе [25], после прохождения системой минимума периода у белого карлика возникает сильное магнитное поле. Оно приводит к синхронизации вращения компонентов и передаче углового момента от вращения белого карлика к орбитальному движению. В результате происходит увеличение орбиты, и система переходит в разделённое состояние, в котором она может пребывать миллиарды лет и, таким образом, не проявляться как аккрецирующая КП.

## **Цель и задачи диссертационной работы**

Целью данной диссертационной работы является углубление понимания происхождения, структуры и роли магнитного поля в эволюции тесных двойных систем. Для достижения поставленной цели необходимо определить фундаментальные параметры компонентов, характеристики аккреции и магнитного поля на широкой выборке КП. Настоящая работа сфокусирована на исследовании короткопериодических систем, что обусловило постановку и решение следующих задач:

1. Получение и обработка фотометрических и спектроскопических фазово-разрешённых наблюдений магнитных КП V379 Vir, IL Leo и Gaia 19cwm на оптических телескопах САО РАН, а также извлечение архивных данных других обсерваторий.
2. Анализ временных рядов фотометрических наблюдений с целью определения орбитальных и вращательных периодов, выявления характерных типов переменности и состояний аккреции.

3. Определение фундаментальных параметров компонентов исследуемых систем: эффективных температур, радиусов и масс.
4. Исследование геометрической структуры аккреционных потоков по данным фазово-разрешённой спектроскопии.
5. Определение физических параметров аккреционных пятен на поверхности белых карликов на основе моделирования циклотронного излучения.
6. Анализ зеемановского расщепления фотосферных линий белых карликов для определения напряжённости и геометрии магнитного поля.

### Научная новизна

1. На основе фотометрии магнитного период-баунсера V379 Vir выполнено моделирование спектрального распределения энергии, позволившее уточнить параметры компонентов системы и оценить темп аккреции. Показано, что наблюдаемый темп массопереноса соответствует полярам в низком состоянии и превышает ожидаемые значения для ветровой аккреции с коричневого карлика.
2. Для системы V379 Vir исследована орбитальная переменность оптических спектров, показавшая, что эмиссия  $H\alpha$  формируется преимущественно в аккреционной струе вблизи точки Лагранжа  $L_1$ , а не на облучённой поверхности донора. На основе анализа зеемановского расщепления водородных линий получена кривая изменения магнитного поля в течение орбитального периода. Показано, что структура магнитного поля белого карлика отличается от дипольного приближения.
3. Проведено комплексное исследование поляра II Leo в низком состоянии. На основе моделирования спектрального распределения энергии определены параметры белого карлика. По зеемановскому расщеплению водородных линий сделано уточнение среднего магнитного поля. Анализ динамического спектра и доплеровских томограмм показал, что эмиссия  $H\alpha$ , вероятно, формируется преимущественно в аккреционной струе. Моделирование циклотронных гармоник позволило определить параметры аккреционного пятна и оценить темп аккреции системы.
4. Исследован транзиент Gaia 19cwm, впервые классифицированный как затменная карликовая новая типа WZ Sge. Обнаружен устойчивый период внезатменной переменности, интерпретируемый как период

вращения магнитного белого карлика. Доплеровские томограммы продемонстрировали наличие аккреционного диска и горячего пятна. По данным анализа профиля затмения определены параметры компонентов системы, а рентгеновские свойства объекта позволили отнести его к промежуточным полярам с низкой светимостью.

## Научная и практическая значимость

Работа расширяет представления о физических процессах в магнитных КП на поздних стадиях эволюции. Полученные результаты имеют значение для понимания механизмов магнитоконтролируемой аккреции в условиях низкого массопереноса, характерного для полярных в низком состоянии. Исследование систем V379 Vir, IL Leo и Gaia 19cwm позволило получить новые наблюдательные ограничения для моделей эволюции КП с магнитными белыми карликами. Определённые параметры звёздных компонентов и характеристики аккреции способствуют уточнению особенностей эволюции компактных двойных систем вблизи минимального орбитального периода. Важное значение имеют результаты исследования магнитного поля белых карликов. Анализ зеемановского расщепления и циклотронных гармоник позволил определить характеристики и геометрию магнитного поля, а также уточнить его влияние на структуру аккреционных потоков и наблюдаемые проявления магнитной аккреции. Полученные выводы могут быть использованы при интерпретации данных современных фотометрических и спектроскопических обзоров неба, а также в дальнейших исследованиях магнитных КП.

## Основные положения, выносимые на защиту:

1. Поляр с коричневым карликом V379 Vir не проявляет переходов между состояниями с различным темпом аккреции. Белый карлик имеет массу  $M_1 = 0.61 \pm 0.05 M_\odot$  и эффективную температуру  $T_{\text{eff},1} = 10930 \pm 350 K$ , а донор — радиус  $R_2 = 0.095 \pm 0.018 R_\odot$  и эффективную температуру  $T_{\text{eff},2} = 1600 \pm 180 K$ . Темп аккреции составляет  $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$ , что соответствует низкому состоянию у полярных и не согласуется со сценарием ветровой аккреции.
2. В системе V379 Vir основная доля эмиссионной линии  $H\alpha$  формируется в аккреционной струе вблизи точки Лагранжа  $L_1$ . Магнитное поле белого карлика обладает сложной топологией, отличной от дипольной.

3. Кандидат в магнитные период-баунсеры IL Leo демонстрирует наличие переходов между состояниями с амплитудой изменения блеска  $\sim 2-3^m$ . Белый карлик характеризуется массой  $M_1 = 0.74 \pm 0.05 M_\odot$ , эффективной температурой  $T_{\text{eff}} = 12700 \pm 360 K$  и средним магнитным полем  $B = 40.7 \pm 0.5$  МГс. В низком состоянии системы эмиссионная линия  $\text{H}\alpha$ , вероятно, формируется в аккреционной струе. Относительная площадь аккреционного пятна составляет  $f \approx 1.5 \times 10^{-3}$ , наклонение оси вращения белого карлика —  $i \approx 69^\circ$ , а темп аккреции в низком состоянии равен  $\dot{M} = (2.5 - 4.1) \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$ .
4. Транзиент Gaia 19cwm принадлежит к затменным карликовым новым типа WZ Sge. При этом подтверждено наличие аккреционного диска и горячего пятна. Впервые определен орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 86.32048 \pm 0.00005$  мин и период вращения белого карлика  $P_{\text{rot}} \approx 6.45$  мин. Масса белого карлика составляет  $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$ , масса донора —  $M_2 = 0.073 \pm 0.015 M_\odot$ , наклонение орбиты —  $i = 83.8 \pm 1.1^\circ$ . Система относится к редкой группе промежуточных полярнов с низкой рентгеновской светимостью.

### Достоверность полученных результатов

Исследование основано на оригинальных фотометрических и спектроскопических наблюдениях магнитных КП, полученных на оптических телескопах САО РАН и других обсерваторий с использованием современных приборов. Для комплексного анализа также были привлечены архивные данные фотометрических обзоров неба, наземных и космических обсерваторий. Обработка наблюдательного материала проводилась в соответствии со стандартными методами редукции астрономических изображений с применением специализированных программных средств и пайплайнов. Анализ полученных данных выполнен с использованием современных программных библиотек и языков программирования. Определение параметров компонентов исследуемых систем проводилось на основе апробированных теоретических спектральных моделей. Реализованная в работе методика вычисления синтетических спектров циклотронного излучения основана на ранее опубликованных подходах. Полученные оценки параметров исследуемых систем согласуются с результатами авторов предшествующих работ в тех случаях, где это представлялось возможным.

## Апробация работы

Основные и промежуточные результаты диссертационного исследования докладывались на следующих всероссийских конференциях:

1. Конференция «Магнетизм и активность Солнца и звезд — 2021» (31.08–03.09.2021, КрАО РАН). Устный доклад: «Исследование слабоаккрецирующего поляра с коричневым карликом V379 Vir» (Сусликов М. В., Колбин А. И.).
2. Конференция «Многоликая Вселенная: теория и наблюдения — 2022» (23–27.07.2022, САО РАН). Постерный доклад: «Исследование магнитной катаклизмической переменной V379 Vir» (Сусликов М. В., Колбин А. И.).
3. Конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2022 (НЕА–2022)» (19–22.12.2022, ИКИ РАН). Постерный доклад: «Исследование магнитной катаклизмической переменной V379 Vir» (Сусликов М. В., Колбин А. И., Борисов Н. В., Буренков А. Н.).
4. Конференция «Физика звезд: теория и наблюдения» (26–30.06.23, ГАИШ МГУ). Устный доклад: «V379 Vir — слабоаккрецирующий поляр с коричневым карликом» (Сусликов М. В., Колбин А. И., Борисов Н. В., Буренков А. Н.).
5. Конференция «ВАК–2024» (25–31.08.2024, САО РАН). Постерный доклад: «Картирование аккреционных пятен в поляре V379 Vir» (Сусликов М. В., Колбин А. И.).
6. Конференция «ВАК–2024» (25–31.08.2024, САО РАН). Постерный доклад: «Gaia 19swm — переменная типа WZ Sge с магнитным белым карликом?» (Колбин А. И., Фатхуллин Т. А., Винокуров А. С., Павленко Е. П., Сосновский А. А., Сусликов М. В., Кочкина В. Ю.).
7. Конференция «ВАК–2024» (25–31.08.2024, САО РАН). Устный доклад: «Спектральное исследование поляра IL Leo в низком состоянии» (Сусликов М. В., Колбин А. И.).
8. Конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2024 (НЕА–2024)» (23–26.12.2024, ИКИ РАН). Постерный доклад: «Поляр IL Leo с низким темпом аккреции» (Сусликов М. В., Колбин А. И.).
9. Конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2024 (НЕА–2024)» (23–26.12.2024, ИКИ РАН). Постерный доклад: «Gaia 19swm — затменная карликовая новая типа WZ Sge с магнитным белым



карликом» (Колбин А. И., Фатхуллин Т. А., Павленко Е. П., Сусликов М. В., Кочкина В. Ю., Винокуров А. С., Сосновский А. А., Панарин С. С., Борисов Н. В.).

10. Конференция пользователей российских телескопов (14.04.2026, САО РАН). Устный доклад: «Исследование магнитных катаклизмических переменных на поздних этапах эволюции» (Сусликов М. В., Колбин А. И., Борисов Н. В.)

### Публикации по теме диссертации

Результаты диссертационной работы изложены в 6 публикациях, включая 4 статьи в рецензируемых научных изданиях, входящих в Белый список Российского центра научной информации (1–3 уровни) и индексируемых в базе данных Web of Science, а также 2 статьи в сборниках трудов конференций. Для публикаций, в которых соискатель не является первым автором, личный вклад указан в скобках.

- A1. **Сусликов М. В.**, Колбин А. И., Борисов Н. В. / Об аккреции в поляре V379 Vir // Письма в Астрономический журнал. — 2025. — Т. 51, № 2. — С. 61–71.
- A2. **Сусликов М. В.**, Колбин А. И., Борисов Н. В. / Фазово-разрешённая спектроскопия поляра с коричневым карликом V379 Vir // Астрофизический бюллетень. — 2026. — Т. 81, № 1. — С. 46–55.
- A3. **Suslikov M. V.**, Kolbin A. I., Borisov N. V. / The Polar IL Leo in a Low Accretion State // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2026. — Vol. 26, No. 6. — P. 065017.
- A4. Колбин А. И., Фатхуллин Т. А., Павленко Е. П., **Сусликов М. В.**, Кочкина В. Ю., Борисов Н. В., Винокуров А. С., Сосновский А. А., Панарин С. С. / Gaia 19cwm — затменная карликовая новая типа WZ Sge с магнитным белым карликом // Письма в Астрономический журнал. — 2024. — Т. 50, № 11. — С. 723–734. (личный вклад: обработка и анализ данных быстрой фотометрии и спектроскопии, поиск периодичностей, моделирование спектрального распределения энергии, анализ рентгеновских данных).
- A5. **Сусликов М. В.**, Колбин А. И. / Определение параметров слабоаккрецирующего поляра V379 Vir // Известия Крымской астрофизической обсерватории. — 2021. — Т. 117, № 1. — С. 48–55.

- A6. **Suslikov M. V.**, Kolbin A. I., Borisov N. V., Shimansky V. V. / Magnetic Field Study of the Polar V379 Vir // Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century / ed. by I. I. Romanyuk [et al.]. — 2020. — P. 297–298.

### **Личный вклад автора**

Диссертант принимал активное участие на всех этапах выполнения работы. Им выполнена обработка фотометрических и спектральных наблюдений, проведён анализ данных и моделирование, разработаны соответствующие программные алгоритмы. Полученные результаты обсуждались совместно с научным руководителем. Диссертант также участвовал в написании публикаций по теме диссертации. Во всех результатах, выносимых на защиту, личный вклад автора является основным и определяющим.

### **Объём и структура работы**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 137 страниц, включая 41 рисунок и 6 таблиц. Список литературы содержит 163 наименования.

# Глава 1. Магнитные катаклизмические переменные и методы их исследования

## 1.1 Введение

Почти половина всех звёзд в Млечном Пути является двойными или кратными системами, то есть состоящими из двух или более гравитационно связанных компонентов, обращающихся вокруг общего центра масс. Двойные звёзды характеризуются широким диапазоном возможных параметров, включая массы компонентов, их спектральный тип и большую полуось орбиты. Изучение таких систем представляет собой одно из важнейших направлений астрофизических исследований, поскольку они составляют значительную долю звёздного населения и служат уникальными естественными лабораториями для изучения фундаментальных физических процессов. В широких парах гравитационное взаимодействие сравнительно слабо, поэтому звёзды могут эволюционировать практически независимо друг от друга. В тесных же двойных системах приливные эффекты становятся существенно более выраженными, приводя к деформации поверхностей звёзд. Одним из ключевых процессов, определяющих эволюцию тесных взаимодействующих двойных систем, является массообмен — перенос вещества от одного компонента к другому.

Аккреция в двойных системах может реализовываться посредством нескольких механизмов. Один из них — ветровая аккреция, характерная для массивных рентгеновских двойных (High-Mass X-ray Binaries, HMXB) и симбиотических звёзд. В таких системах донором является массивная звезда спектрального класса O–B или красный гигант, теряющий вещество посредством звёздного ветра, часть которого захватывается аккретором [26]. Однако в большинстве двойных систем доминирует другой механизм — аккреция через переполнение полости Роша. Этот процесс происходит, когда в ходе эволюции двойной системы звезда-донор заполняет свою граничную эквипотенциальную поверхность, внутри которой вещество гравитационно связано с данным компонентом системы. Вещество через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$  перетекает на главный компонент (аккретор).

### 1.1.1 Модель Роша

Для описания динамики движения частиц в тесной двойной системе необходимо учитывать совместное действие гравитационных и центробежных сил. В общем случае эта задача является довольно сложной, поскольку требует учёта возможной эллиптичности орбиты, временной зависимости потенциала, а также деформаций компонент, вызванных их вращением и приливным взаимодействием.

Существенное упрощение достигается в рамках модели Роша, предложенной [27]. В этом приближении предполагается, что орбита системы является круговой, что оправдано для тесных двойных систем, таких как КП, поскольку приливные взаимодействия эффективно приводят к циркуляризации орбит [28]. Кроме того, массы компонентов системы рассматриваются как точечные, сосредоточенные в их центрах. Данное приближение хорошо применимо для большинства тесных двойных систем из-за высокой концентрации массы в центре звезды или наличия компактного объекта в качестве одного из компонентов.

Эффективный потенциал  $\Phi$  в двойной системе звёзд с массами  $M_1$  и  $M_2$  во вращающейся системе отсчёта, действующий на пробную частицу в точке  $\mathbf{r}$ , определяется как

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}|\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}|^2, \quad (1.1)$$

где  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  – радиус-векторы, задающие положения компонентов  $M_1$  и  $M_2$ ,  $\boldsymbol{\omega}$  – угловая скорость вращения системы вокруг её центра масс, а  $\times$  обозначает векторное произведение. Первые два члена описывают гравитационный потенциал компонентов системы, а третий – центробежный потенциал.

Поверхности постоянного потенциала  $\Phi$  образуют эквипотенциальные поверхности (рис. 1.1), обладающие симметрией относительно плоскости орбиты. Их форма определяется отношением масс  $q = M_2/M_1$ , а масштаб задается большой полуосью  $a = r_1 + r_2$ .

В системе существуют особые точки, в которых градиент эффективного потенциала обращается в ноль. Они называются точками Лагранжа  $L_1 - L_5$ . Наиболее важной является внутренняя точка  $L_1$ , расположенная между компонентами и играющая ключевую роль в процессах массопереноса.

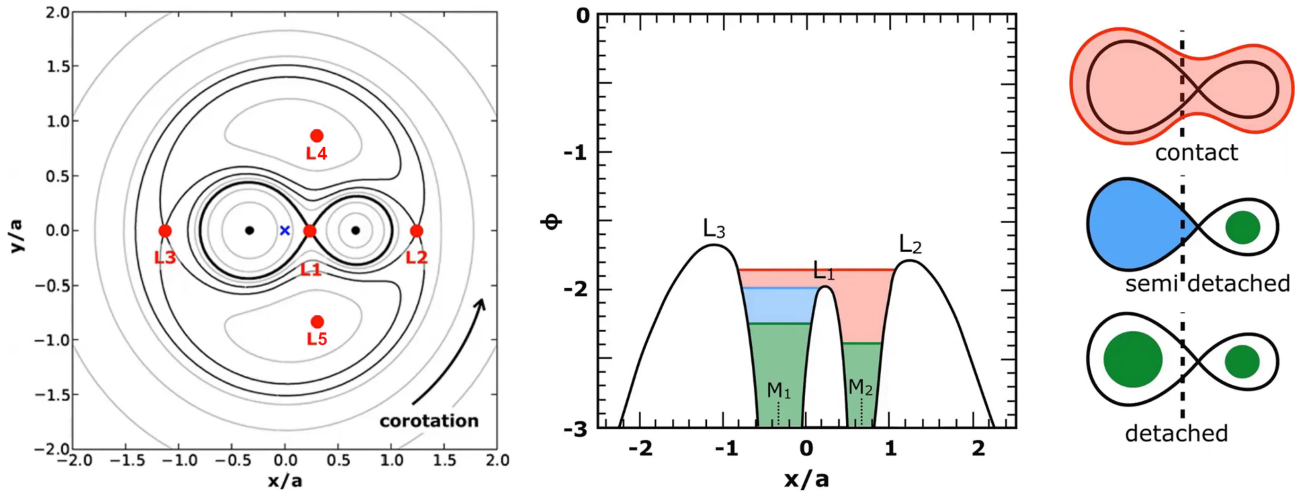


Рисунок 1.1 — Модель Роша в тесной двойной системе. Слева показаны эквипотенциальные поверхности в плоскости орбиты и положения точек Лагранжа  $L_1 - L_5$ ; в центре — распределение гравитационного потенциала вдоль линии, соединяющей компоненты; справа — виды двойных систем в зависимости от степени заполнения компонентами полостей Роша. Рисунок взят из [29].

При достижении критического значения потенциала эквипотенциальные поверхности двух звёзд соприкасаются в точке  $L_1$ . Внутренние области, ограниченные критическими эквипотенциальными поверхностями, называются полостями Роша и определяют зоны гравитационного доминирования каждой из звёзд.

Если одна из звёзд в ходе эволюции заполняет свою полость Роша, вещество её внешних слоёв начинает перетекать через точку  $L_1$  к соседнему компаньону. Этот процесс называется переполнением полости Роша и является основным механизмом массопереноса в тесных двойных системах.

Таким образом, модель Роша предоставляет удобную основу для классификации тесных двойных систем (рис. 1.1). В разделённых системах обе звезды находятся внутри своих полостей Роша, и массоперенос отсутствует (за исключением ветровой аккреции). В полуразделённых системах одна из звёзд заполняет свою полость Роша и теряет вещество через точку  $L_1$ . В контактных системах обе компоненты заполняют свои полости Роша, формируя общую оболочку, в пределах которой возможен сложный режим обмена веществом и угловым моментом.

### 1.1.2 Катаклизмические переменные

Катаклизмические переменные (КП) представляют собой полуразделённые тесные двойные системы, состоящие из белого карлика и маломассивной звезды-донора позднего спектрального класса (K–L), заполняющей свою полость Роша [1; 2]. Перенос вещества осуществляется через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$ , что приводит к формированию аккреционного потока и во многом определяет наблюдательные свойства системы.

Характер аккреции в КП определяется главным образом напряжённостью магнитного поля белого карлика. В случае слабого или отсутствующего магнитного поля ( $B \lesssim 0.1$  МГс) вещество, движущееся по квазикеплеровской траектории, образует аккреционный диск. В области взаимодействия аккреционной струи с внешним краем диска возникает область повышенной яркости, называемая горячим пятном или горячей линией [30]. При умеренных значениях магнитного поля ( $B \sim 0.1 - 10$  МГс) аккреционный диск разрушается во внутренних областях магнитосферой белого карлика и вещество перетекает на поверхность аккретора вдоль силовых линий магнитного поля. Подобные системы называются промежуточными полярами (звезды типа DQ Her) [4]. При более сильных магнитных полях ( $B \sim 10 - 100$  МГс) реализуется режим, характерный для полярных (звёзд типа AM Her), когда вещество аккреционной струи достигает магнитосферного радиуса, не успевая образовать аккреционный диск вокруг белого карлика [3].

Разнообразие наблюдательных свойств КП обусловлено прежде всего различиями в темпе аккреции  $\dot{M}$  и магнитным полем  $B$  белого карлика. Среди немагнитных КП выделяют два основных класса: карликовые новые и новоподобные системы. Карликовые новые характеризуются повторяющимися вспышками, обусловленными тепловой неустойчивостью аккреционного диска. Новоподобные системы соответствуют режиму высокого темпа аккреции ( $\dot{M} > 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ), при котором аккреционный диск остаётся в горячем стабильном состоянии. Общая схема классификации КП в зависимости от напряжённости магнитного поля и темпа аккреции представлена на рис. 1.2.

КП являются важными объектами для исследования процессов переноса массы и углового момента в тесных двойных системах. Модуляция блеска на разных временных масштабах обусловлена различными физическими процес-

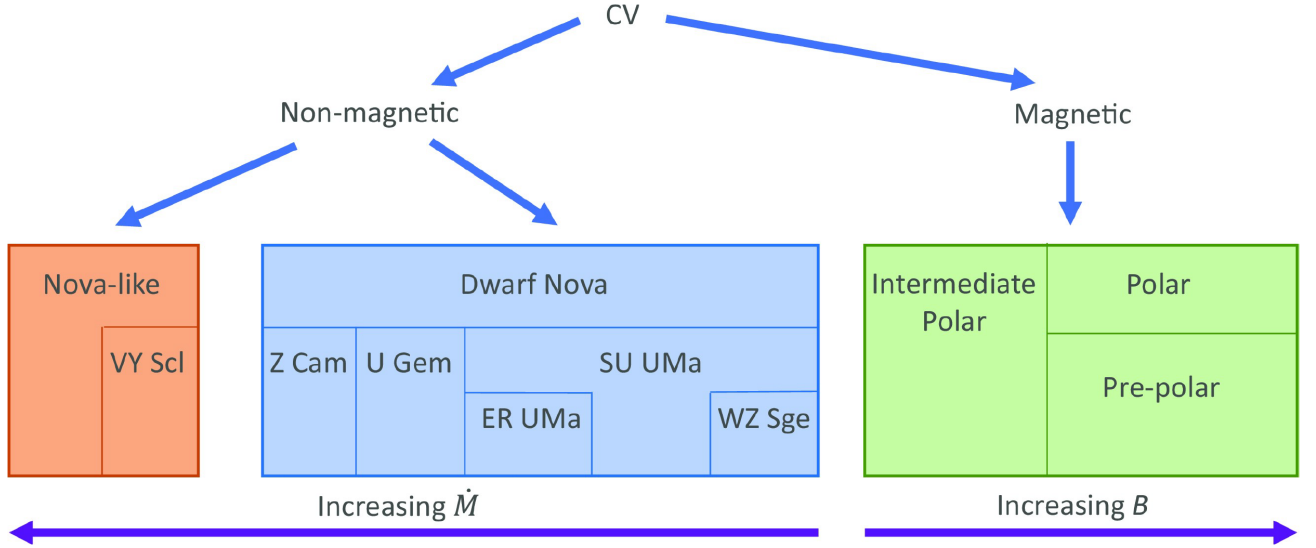


Рисунок 1.2 — Классификация КП в зависимости от магнитного поля белого карлика. Физические параметры, определяющие границы между различными подклассами, — это темп аккреции  $\dot{M}$  в системе и напряжённость магнитного поля  $B$ . Рисунок взят из [31].

сами в системе. Наблюдаемая переменность КП включает быстрые стохастические флуктуации (фликкеринг), квазипериодические осцилляции, орбитальную и вращательную переменность, а также крупномасштабные вспышки и переходы между состояниями аккреции.

### 1.1.3 Формирование катаклизмических переменных

КП образуются в результате эволюции широких пар звёзд главной последовательности с массами порядка  $\sim 1 M_{\odot}$  [32]. На начальном этапе компоненты системы разделены расстоянием  $\sim 100 R_{\odot}$ , а орбитальный период составляет от нескольких месяцев до нескольких лет.

По мере эволюции звезда с массой  $M_1$  ( $M_1 > M_2$ ) быстрее сходит с главной последовательности и расширяется, переходя на стадию красного гиганта. В результате она заполняет полость Роша и инициирует перенос массы на менее массивную вторичную компоненту.

При  $M_1 > M_2$  процесс массообмена становится неустойчивым. При сохранении полного углового момента уменьшение разделения компонент  $a$  приводит к большему переполнению полости Роша звездой  $M_1$ , что, в свою очередь, уве-

личивает темп массопереноса (положительная обратная связь). В результате вторичный компонент не успевает аккрецировать поступающее вещество, и система переходит в режим общей оболочки, в котором обе звезды оказываются погружены в расширенную газовую среду [33].

На стадии общей оболочки в системе происходит перераспределение орбитального углового момента и диссипация энергии орбитального движения за счёт динамического трения звёзд в плотной среде. Это приводит к быстрому сближению компонентов. Предполагаемое время существования системы на стадии общей оболочки оценивается величиной  $\sim 10^4$  лет. В преимущественно конвективной оболочке звёзд возникает дифференциальное вращение, которое может приводить к генерации магнитного поля посредством динамо-механизма. В результате за счёт передачи орбитальной энергии и углового момента происходит сброс общей оболочки в виде планетарной туманности.

После сброса общей оболочки система переходит в состояние разделённой тесной двойной системы — предкатаклизмической переменной [34]. Она состоит из вырожденного остатка главного компонента (горячего белого карлика) и вторичного компонента на стадии главной последовательности.

Дальнейшая эволюция предкатаклизмической переменной определяется потерей углового момента за счёт замагниченного звёздного ветра вторичного компонента и излучения гравитационных волн. Эти процессы приводят к постепенному уменьшению разделения компонентов и орбитального периода до момента, когда вторичная звезда начнёт заполнять свою полость Роша. В результате начинается перенос массы через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$ , и система становится КП. Общая схема формирования КП представлена на рис. 1.3.

#### 1.1.4 Эволюция катаклизмических переменных

Определяющим фактором эволюции КП является уменьшение орбитального углового момента, которое приводит к изменению разделения компонентов и тем самым поддерживает массоперенос вещества со звезды-донора на белый карлик [1; 32]. Согласно стандартной модели эволюции, основными механизмами потери углового момента являются магнитное торможение, обусловленное



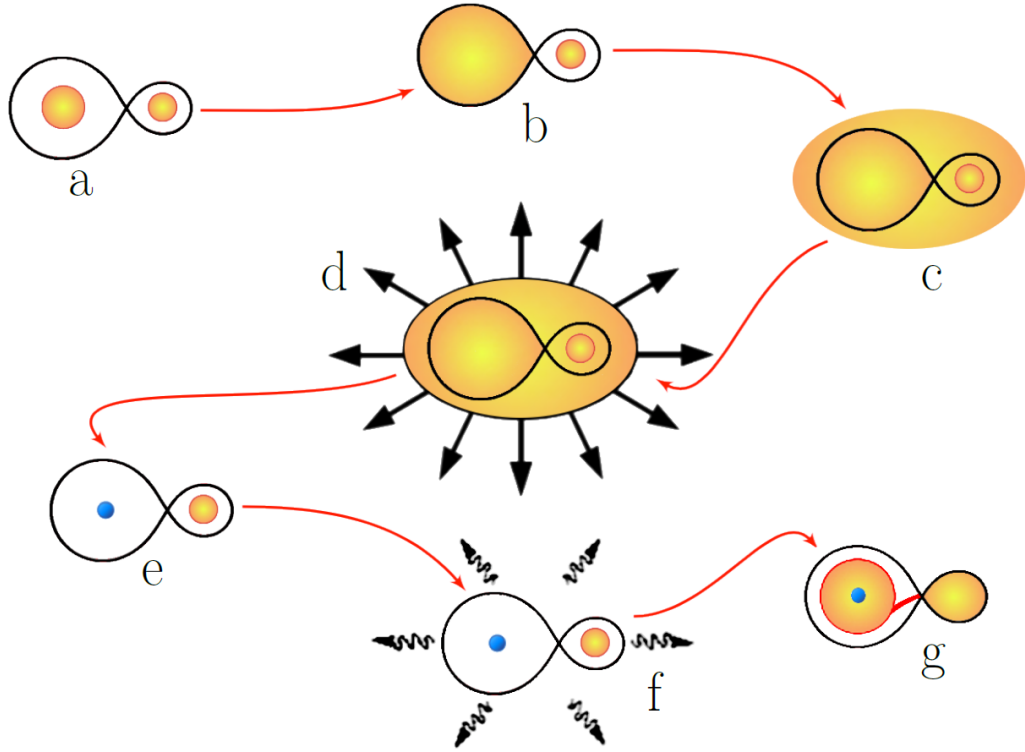


Рисунок 1.3 — Схематическая иллюстрация этапов формирования КП: (a) широкая пара звёзд главной последовательности с массами  $M_1 > M_2$ ; (b) заполнение полости Роша звезды  $M_1$  и неустойчивый массоперенос на  $M_2$ ; (c) формирование общей оболочки; (d) перераспределение орбитального момента в системе и сброс общей оболочки; (e) предкатаклизмическая переменная; (f) потеря углового момента за счёт магнитного торможения и излучения гравитационных волн; (g) стадия КП. Рисунок заимствован из [35].

взаимодействием магнитного поля звезды-донора с её звёздным ветром, и излучение гравитационных волн, возникающее вследствие орбитального движения компонентов [36; 37]. Относительная эффективность этих процессов зависит от орбитального периода и внутренней структуры звезды-донора.

Существенное влияние на эволюцию КП оказывает реакция донора на потерю массы. Поскольку характерное время массопереноса сопоставимо с тепловым временем звезды, донор не успевает полностью перестроить свою внутреннюю структуру и частично выходит из состояния теплового равновесия [8; 38]. Вследствие этого его радиус оказывается больше радиуса одиночной звезды главной последовательности той же массы. Считается, что степень отклонения донора от теплового равновесия определяет формирование основных особенностей наблюдаемого распределения орбитальных периодов КП (рис. 1.4), включая пробел периодов и минимум периода  $P_{\min}$ .

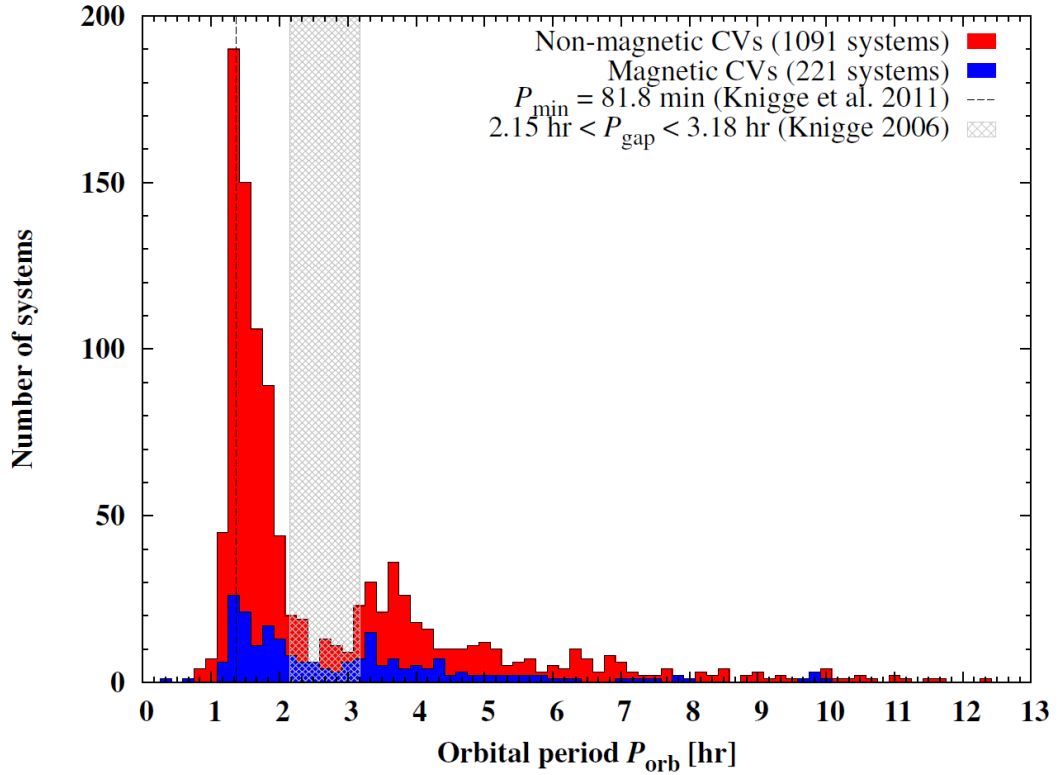


Рисунок 1.4 — Диаграмма распределения орбитальных периодов КП на основе данных каталога [39]. Подвыборки немагнитных и магнитных систем показаны красным и синим цветом соответственно. Также отмечены минимальный орбитальный период  $P_{\min} = 81.8$  мин согласно [8] и пробел периодов  $2.15 \text{ ч} < P_{\text{gap}} < 3.18 \text{ ч}$  согласно [38]. Рисунок заимствован из работы [40].

На стадии длинных орбитальных периодов ( $P_{\text{orb}} \gtrsim 3 \text{ ч}$ ) потеря углового момента определяется преимущественно магнитным торможением. Системы данной области содержат белые карлики с эффективными температурами  $20000 - 60000 \text{ К}$  и доноры спектральных классов G–M, близкие по своим свойствам к звёздам главной последовательности [8; 41]. Магнитное торможение приводит к постепенному уменьшению орбитального периода и обеспечивает темпы аккреции порядка  $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ .

При достижении системой орбитального периода  $\sim 3 \text{ ч}$  донор становится полностью конвективным. Как правило, это связывают с резким снижением эффективности механизма магнитного торможения, что приводит к уменьшению потери углового момента и темпа массопереноса. В этих условиях донор стремится к восстановлению теплового равновесия, что сопровождается уменьшением его радиуса. В результате звезда перестаёт заполнять свою полость Роша, аккреция прекращается, и система переходит в разделённую конфигурацию. Этот этап соответствует так называемому пробелу периодов,

представляющему собой дефицит наблюдаемых КП в диапазоне  $2 \text{ ч} \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 3 \text{ ч}$  (рис. 1.4). В течение данной стадии система продолжает терять угловой момент за счёт излучения гравитационных волн, что приводит к постепенному уменьшению разделения компонентов. Когда орбитальный период достигает значения  $\sim 2 \text{ ч}$ , донор вновь заполняет свою полость Роша, и аккреция возобновляется.

Ниже пробела периодов доминирующим механизмом потери углового момента становится излучение гравитационных волн. Для систем с орбитальными периодами  $80 \text{ мин} \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 2 \text{ ч}$  характерны белые карлики с эффективными температурами  $14000 - 20000 \text{ К}$ , доноры поздних спектральных классов М и темпы аккреции порядка  $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$  [8; 41]. По мере дальнейшей потери углового момента орбитальный период уменьшается вплоть до минимального значения  $P_{\text{min}} \sim 80 \text{ мин}$  [8].

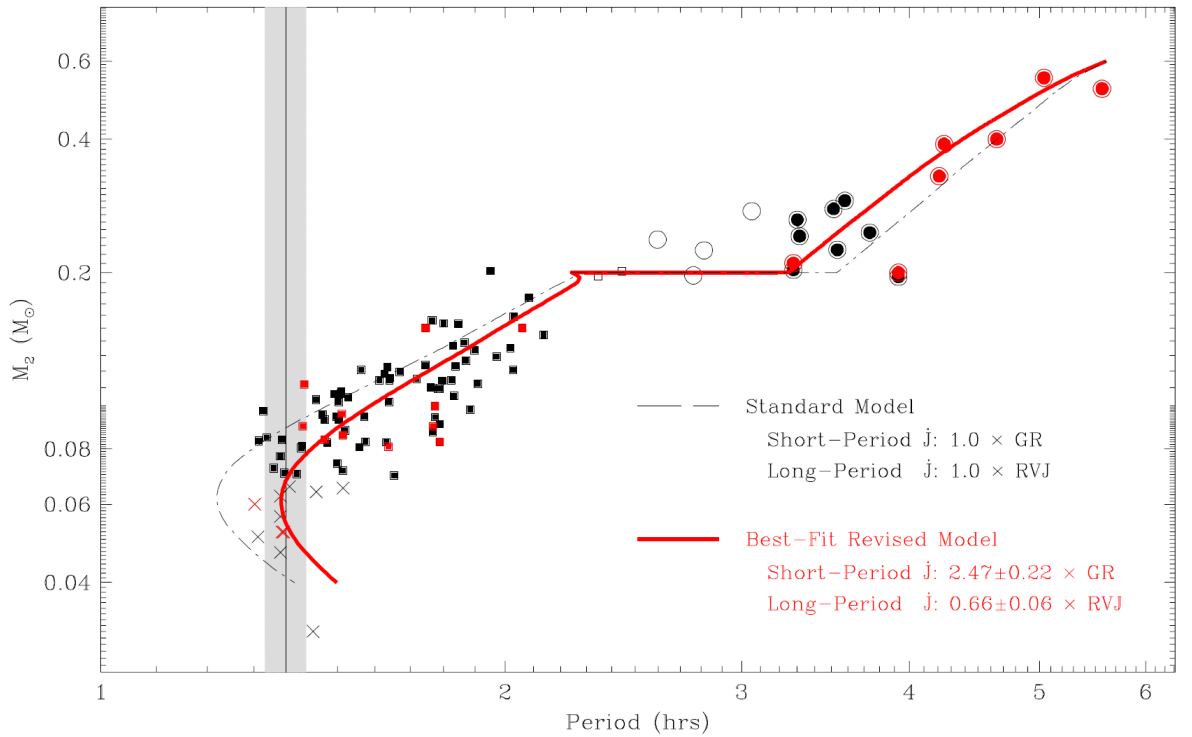


Рисунок 1.5 — График эволюционной зависимости изменения массы звезды-донора  $M_2$  от орбитального периода системы  $P_{\text{orb}}$  для КП из работы [8].

К моменту достижения системой минимального периода  $P_{\text{min}}$  характерное время потери массы становится существенно меньше теплового времени донора, вследствие чего звезда оказывается значительно выведенной из теплового равновесия. Одновременно с уменьшением массы возрастает степень вырождения её вещества, что приводит к изменению зависимости «масса–радиус». В

отличие от звёзд главной последовательности дальнейшая потеря массы уже не вызывает уменьшения радиуса звезды. Напротив, донор начинает расширяться по мере уменьшения своей массы.

После прохождения минимума периода система оказывается в стадии период-баунсера (англ. period bouncer). Несмотря на продолжающиеся потери углового момента за счёт излучения гравитационных волн, расширение донора становится определяющим фактором дальнейшей эволюции. В результате система начинает эволюционировать в сторону более длинных периодов (см. рис. 1.5). Для период-баунсеров характерны малые отношения масс ( $q \lesssim 0.1$ ) и крайне низкие темпы аккреции ( $\dot{M} \sim 10^{-14} - 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ ). Доноры в таких системах представляют собой коричневые карлики с эффективными температурами  $T_{\text{eff}} \lesssim 1700 \text{ K}$ .

Согласно современным моделям популяционного синтеза, период-баунсеры должны составлять около 40 – 70% от общего числа КП [9; 10]. Однако наблюдаемое количество таких систем оказывается существенно ниже ( $\sim 10\%$ ) [10; 11]. Это расхождение может быть связано как с сильными наблюдательными эффектами селекции, так и с возможной неполнотой существующих представлений о механизмах потери углового момента и эволюции КП.

### 1.1.5 Немагнитные системы

В КП перенос вещества начинается после заполнения вторичным компонентом своей полости Роша, когда газ через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$  перетекает на белый карлик. Образующаяся аккреционная струя движется по баллистической траектории со скоростью  $\sim 100 \text{ км/с}$ . Поскольку вещество обладает значительным угловым моментом, прямое падение газа на белый карлик оказывается невозможным. Вначале струя обращается вокруг главного компонента, формируя кольцо вблизи радиуса циркуляризации  $R_{\text{circ}}$ , определяемого выражением

$$\frac{R_{\text{circ}}}{a} = (1 + q) \left( \frac{b_1}{a} \right)^4, \quad (1.2)$$

где  $b_1$  — расстояние от аккретора до точки Лагранжа  $L_1$ ,  $q$  — отношение масс компонентов и  $a$  — большая полуось. Затем вследствие вязкого трения из кольца образуется геометрически тонкий аккреционный диск (рис. 1.6).

Основным механизмом, обеспечивающим аккрецию через диск, является перенос углового момента за счёт вязкого трения. Дифференциальное вращение вещества на различных радиусах приводит к возникновению турбулентности и вязких напряжений, благодаря которым угловой момент переносится во внешние области диска, а вещество постепенно перемещается к белому карлику. При этом высвобождаемая гравитационная энергия преобразуется в тепловое излучение, наблюдаемое в широком диапазоне длин волн.

В месте столкновения аккреционной струи с внешним краем аккреционного диска образуется горячее пятно. Его вклад в полную светимость системы может достигать  $\sim 30\%$  [2]. Согласно результатам гидродинамических расчетов, данная область представляет собой протяжённую структуру (горячую линию) [30]. Излучение яркого пятна часто проявляется в виде орбитально-модулированных вариаций оптического блеска.

После прохождения через диск вещество достигает его внутреннего края и попадает в пограничный слой между диском и поверхностью белого карлика. В этой области происходит торможение кеплеровского движения вещества и выделяется значительная часть аккреционной энергии. Согласно стандартной модели дисковой аккреции, примерно половина гравитационной энергии высвобождается в аккреционном диске, а оставшаяся часть — в пограничном слое, поэтому его вклад может достигать  $\sim 50\%$  полной светимости системы [2].

Наблюдательные свойства немагнитных КП определяются главным образом состоянием аккреционного диска и темпом аккреции. В соответствии с этим выделяют две основные группы объектов: карликовые новые и новоподобные системы. К карликовым новым относятся системы, демонстрирующие квазипериодические вспышки, тогда как у новоподобных переменных вспышечная активность отсутствует и аккреционный диск находится в устойчивом состоянии.

Для карликовых новых характерны вспышки амплитудой от  $2^m$  до  $6^m$ , возникающие вследствие тепловой неустойчивости аккреционного диска [42]. Природа этой неустойчивости заключается в том, что после накопления критической массы вещества происходит ионизация водорода, сопровождающаяся резким увеличением вязкости диска. В рамках  $\alpha$ -модели Шакуры–Сюняева [43]

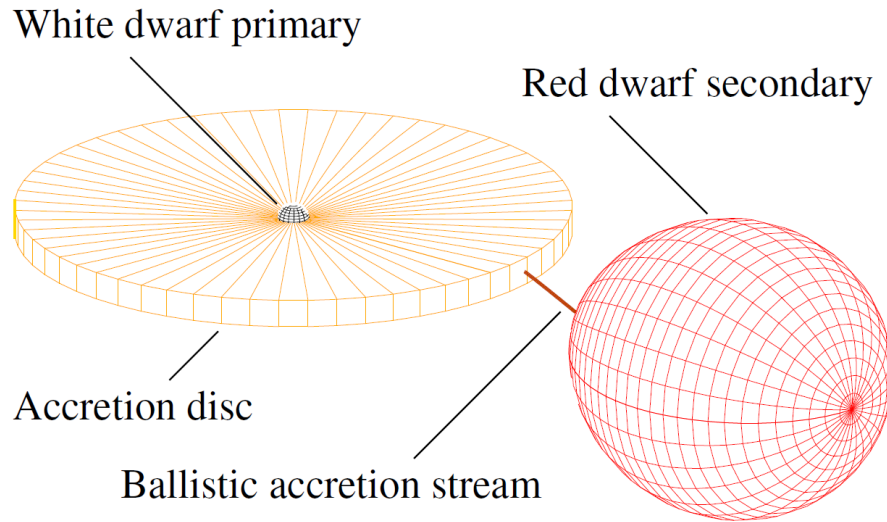


Рисунок 1.6 — Схематическое изображение немагнитной КП с аккреционным диском. Рисунок был взят из [40].

параметр вязкости возрастает от значений порядка  $\alpha \sim 0.01$  в спокойном состоянии до существенно больших значений ( $\alpha \sim 0.1$ ) во время вспышки. Это приводит к резкому увеличению темпа аккреции и высвобождению запасённой в диске гравитационной энергии.

Карликовые новые подразделяются на системы типов U Gem, Z Cam и SU UMa. Объекты типа U Gem характеризуются регулярными вспышками ( $\Delta m \sim 2 - 6^m$ ) и отсутствием продолжительных промежуточных состояний между вспышками. Системы типа Z Cam демонстрируют чередование вспышек и длительных интервалов промежуточной яркости между спокойным и вспышечным состояниями. Представители подкласса SU UMa располагаются преимущественно ниже пробела периодов и демонстрируют как нормальные вспышки, так и более яркие ( $\sim 6 - 8^m$ ) и продолжительные (около двух недель) сверхвспышки. Последние интерпретируются в рамках модели приливо-тепловой неустойчивости [44], реализующейся при достижении аккреционным диском радиуса орбитального резонанса 3 : 1. В этих условиях диск становится вытянутым и начинает прецессировать под действием приливного взаимодействия со вторичного компонента. Наблюдательным проявлением данного процесса являются сверхгорбы — фотометрические модуляции с периодом, на несколько процентов отличающимся от орбитального. Поскольку избыток периода сверхгорбов определяется отношением масс компонентов системы, анализ сверхгорбов является одним из способов оценки параметра  $q = M_2/M_1$  в короткопериодических КП [45; 46].

Среди КП типа SU UMa выделяется подкласс систем WZ Sge. Эти объекты характеризуются крайне низкими темпами аккреции ( $\dot{M} \sim 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ ), отсутствием нормальных вспышек, наличием исключительно сверхвспышек большой амплитуды ( $6 - 8^{\text{m}}$ ) и длительными интервалами между ними (сверхциклами) продолжительностью от нескольких до десятков лет [47]. Для объяснения их активности требуются чрезвычайно низкие значения вязкости диска ( $\alpha \lesssim 10^{-4}$ ) либо дополнительные механизмы, ограничивающие накопление вещества во внутренних областях диска, такие как испарение внутреннего края диска (переход вещества в горячую оптически тонкую корональную плазму) или влияние магнитного поля белого карлика [48; 49].

Большинство немагнитных систем, обнаруживаемых вблизи минимального орбитального периода  $P_{\min} \simeq 80$  мин, относятся именно к типу WZ Sge [19]. Благодаря чрезвычайно малым отношениям масс компонентов среди них часто находятся период-баунсеры.

### 1.1.6 Магнитные системы

Особый интерес представляют магнитные КП — поляры ( $B \sim 10 - 100$  МГс). В этих системах ионизованный газ аккреционной струи, достигнув переходной области (англ. *threading region*), где динамическое давление  $\rho v^2$  сравнивается с магнитным давлением  $B^2/8\pi$ , захватывается магнитным полем белого карлика и направляется вдоль силовых линий к окрестностям его магнитных полюсов [3] (рис. 1.7). В результате вблизи поверхности формируются аккреционные пятна с температурами  $\sim 10 - 50$  кэВ. При достаточно высоких темпах аккреции ( $\dot{M} \sim 10^{-11} - 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ) над поверхностью белого карлика возникает ударный фронт. За ударным фронтом образуется аккреционная колонка (рис. 1.8), где происходит замедление и охлаждение вещества.

Охлаждение аккреционной колонки происходит главным образом за счёт рентгеновского тормозного излучения и циклотронного излучения, обладающего высокой степенью поляризации. Тормозное излучение горячей плазмы формирует жёсткий рентгеновский спектр, тогда как циклотронное излучение электронов в сильном магнитном поле проявляется преимущественно в оптическом и инфракрасном диапазонах. Часть жёсткого рентгеновского излучения

поглощается поверхностью белого карлика и переизлучается в мягком рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах.

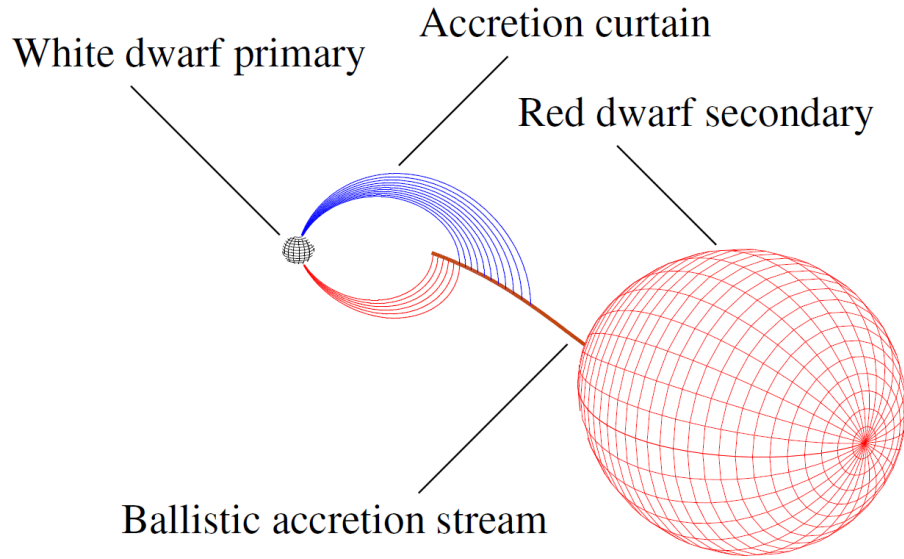


Рисунок 1.7 — Иллюстрация магнитной КП типа поляр (или AM Her). Представлен случай двухполюсной аккреции на белый карлик. Рисунок взят из [40].

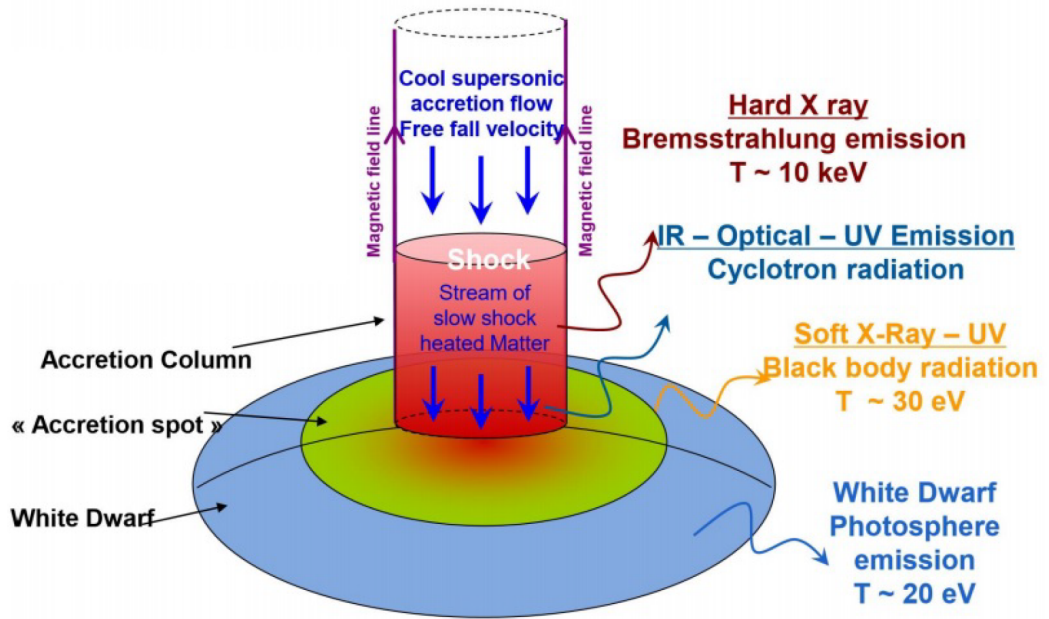


Рисунок 1.8 — Структура аккреционной колонки в магнитных КП и её основные механизмы охлаждения. Рисунок заимствован из [50].

Сильное магнитное поле обеспечивает синхронизацию вращения белого карлика с орбитальным движением системы ( $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$ ; [3]). Однако наблюдается небольшая популяция асинхронных поляр, в которых период вращения



белого карлика отличается от орбитального на  $\sim 1 - 2\%$ . Такие системы обычно интерпретируются как временно вышедшие из синхронизованного состояния в результате вспышек новых. В дальнейшем взаимодействие магнитных полей компонентов приводит к синхронизации на характерных временах  $\sim 10^2 - 10^4$  лет [51].

В промежуточных полях магнитное поле белого карлика ( $B \sim 0.1 - 10$  МГс) недостаточно сильное для полной синхронизации вращения ( $P_{\text{rot}} < P_{\text{orb}}$ ). В этих системах может присутствовать аккреционный диск, однако его внутренняя область оказывается разрушенной магнитным полем (рис. 1.9). В результате вещество из внутренних частей диска перехватывается магнитным полем и направляется к магнитным полюсам, формируя аккреционные колонки. Таким образом, промежуточные поляры сочетают как дисковую, так и магнитноконтролируемую аккрецию.

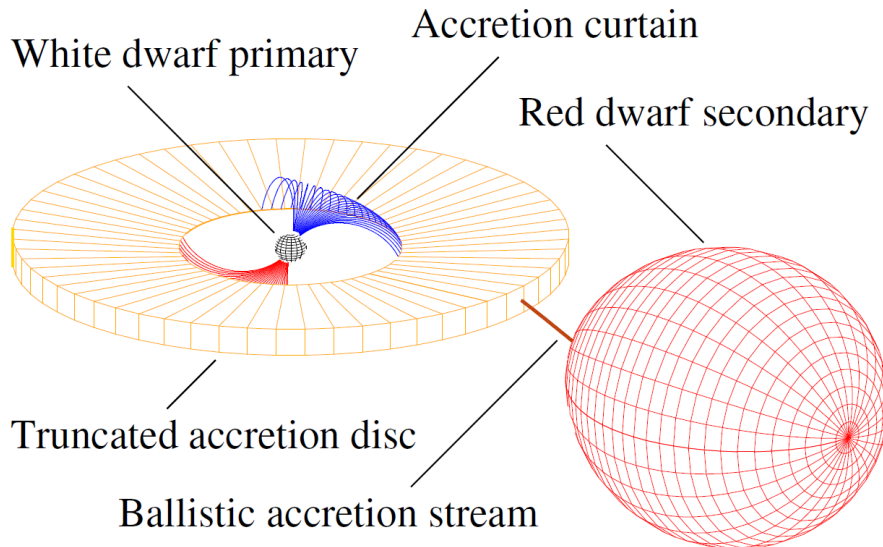


Рисунок 1.9 — Схематическое изображение магнитной КП типа промежуточный поляр (или DQ Her), в которой внутренний радиус аккреционного диска ограничен магнитным полем белого карлика. Рисунок заимствован из [40].

Поляры характеризуются способностью переходить между высокими и низкими состояниями аккреции, что сопровождается изменением среднего блеска системы на несколько звёздных величин на временных масштабах от суток до нескольких лет [52]. В низком состоянии темп аккреции снижается до  $\dot{M} \sim 10^{-13} - 10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$  [53]; при этом ударный фронт может исчезать, а охлаждение аккреционного пятна становится преимущественно циклотронным [54]. Примечательной особенностью низких состояний является наличие ярких

и хорошо разделённых циклотронных гармоник в оптических и инфракрасных спектрах [55]. Причины смены состояний до конца не ясны, однако предполагается, что они связаны с изменениями конфигурации магнитного поля донора, которое может частично или полностью подавлять массоперенос [56; 57].

Существует довольно малочисленная группа объектов с низкими темпами аккреции (Low Accretion Rate Polars, LARP; [58]). По своим наблюдательным свойствам эти системы близки к классическим звёздам типа AM Her в низком состоянии. Однако, в отличие от последних, LARP-объекты не демонстрируют переходов между состояниями и имеют более длинные орбитальные периоды порядка нескольких часов. Они характеризуются крайне низкими темпами аккреции ( $\dot{M} \sim 10^{-14} - 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ ) и низкой рентгеновской светимостью ( $L_X \lesssim 10^{29}$  эрг/с). Установлено, что данные системы являются разделёнными, при этом аккреция на белый карлик осуществляется за счёт захвата звёздного ветра вторичного компонента — М-карлика [59]. Предполагается, что по мере потери углового момента LARP-объекты эволюционируют в полярны, в связи с чем эти системы также называют предполярными (pre-polars; [14]).

Примечательным является обнаружение LARP-подобных объектов среди короткопериодических систем с  $P_{\text{orb}} \approx 80$  мин, соответствующим минимальному орбитальному периоду КП. Вероятно, эти источники являются период-баунсерами — поздней стадией эволюции, на которой донор становится вырожденным и превращается в коричневый карлик. К числу наиболее изученных представителей относятся EF Eri [60—62] и V379 Vir [63—66]. Предполагается, что в этих системах, как и в классических полярных, перенос вещества осуществляется через точку Лагранжа  $L_1$ . Исследование подобных объектов имеет принципиальное значение для понимания поздних стадий эволюции магнитных КП и природы их магнитных полей. В частности, в работе [25] указано на возможную ключевую роль магнитного поля в интерпретации наблюдаемой популяции период-баунсеров. В этом контексте детальное изучение LARP-систем среди период-баунсеров представляется особенно актуальным, поскольку это может способствовать согласованию теоретических эволюционных моделей и наблюдаемых свойств КП.

## 1.2 Методы исследования магнитных катаклизмических переменных

### 1.2.1 Доплеровская томография

Доплеровская томография является методом исследования структуры аккреционных потоков в двойных системах. Она позволяет реконструировать распределение интенсивности излучения в пространстве скоростей на основе набора профилей эмиссионных линий, полученных на различных орбитальных фазах системы. Подробное изложение теоретических основ метода и его приложений к исследованию тесных двойных систем приведено в обзоре [67].

В классической постановке метода пространство скоростей задаётся декартовыми координатами  $(V_x, V_y)$ , лежащими в орбитальной плоскости. Ось  $V_x$  направлена вдоль линии, соединяющей компоненты системы, а ось  $V_y$  совпадает с направлением орбитального движения звезды-донора. Каждая точка доплеровской карты соответствует излучающему элементу, который имеет определённую проекцию скорости в системе отсчёта, связанной с центром масс. Следует отметить, что перевод доплеровской карты из скоростных координат в пространственные затруднителен из-за неоднозначностей в решении такой задачи и сложного закона движения газовых потоков.

Для построения томограмм принимается ряд допущений. Предполагается, что движение излучающего вещества является стационарным в системе координат, связанной с двойной системой, а интенсивность излучения каждой области в направлении наблюдателя остаётся постоянной в течение орбитального периода. Восстановление доплеровской карты представляет собой некорректно поставленную обратную задачу, поскольку число неизвестных параметров существенно превышает набор наблюдаемых значений. Для получения устойчивого решения часто применяется метод максимальной энтропии [68]. В данном подходе реконструируемая карта  $\psi$  определяется как решение, максимизирующее функционал

$$Q = H(\varphi, \tilde{\varphi}) + \alpha S(\psi), \quad (1.3)$$

где  $H$  характеризует степень соответствия между наблюдаемым  $\tilde{\Phi}$  и реконструированным  $\Phi$  динамическими спектрами (набором спектров),  $S$  является энтропией томограммы, а  $\alpha$  — регуляризационным параметром. Согласно [69], энтропия определяется выражением

$$S = - \sum_j \left( \psi_j \ln \frac{\psi_j}{\chi_j} + \chi_j \right), \quad (1.4)$$

где  $\psi_j$  представляет интенсивность в  $j$ -м пикселе карты, а  $\chi_j$  — интенсивность соответствующего пикселя априорного изображения, задающего начальное предположение о распределении излучения. Максимизация энтропии позволяет выбрать среди всех распределений интенсивности, согласующихся с наблюдаемыми данными в пределах их погрешностей, наиболее гладкое решение, что уменьшает влияние шумов и артефактов восстановления.

Одним из ограничений классической доплеровской томографии является предположение о постоянстве интенсивности от каждого элемента системы в течение орбитального периода. Однако наблюдения КП показывают, что интенсивность отдельных эмиссионных компонентов может изменяться вследствие затмений и анизотропии излучения. Для учёта этих эффектов в работе [70] был предложен метод потокомодулированной томографии. В данной методике поток в каждом пикселе представляется гармонической функцией орбитальной фазы

$$F_{ij} = A_j \sin [2\pi(\Phi_i - \varphi_j)] + B_j, \quad (1.5)$$

где  $A_j$  является амплитудой модуляции,  $\varphi_j$  — фазой максимума излучения, а  $B_j$  соответствует среднему потоку. В результате реконструкции строятся карты среднего потока, амплитуды и фазы модуляции, что позволяет исследовать фазовую изменчивость отдельных областей аккреционного потока и уточнять их пространственную локализацию.

Дополнением классической доплеровской томографии стала вывернутая (англ. «inside-out») проекция, предложенная в [71]. В стандартной томограмме нулевая скорость располагается в центре карты, а максимальные скорости — на её периферии. Такое представление приводит к тому, что высокоскоростные компоненты оказываются распределёнными по значительной площади изображения и имеют пониженный контраст относительно низкоскоростных структур.

В вывернутой проекции распределение скоростей инвертируется: нулевая скорость переносится на внешний радиус карты, а максимальные скорости

располагаются вблизи центра. Данное представление томограммы позволяет повысить контраст высокоскоростных областей и облегчить анализ структур, связанных с быстро движущимся веществом. Это особенно важно при исследовании баллистической струи и магнитно-канализированного потока в магнитных КП.

Интерпретация доплеровских карт основывается на сопоставлении наблюдаемых областей эмиссии с расчётными скоростями различных компонентов двойной системы (рис. 1.10). Для этого на томограммы наносятся контуры полостей Роша, положение внутренней точки Лагранжа  $L_1$ , баллистическая траектория вещества и траектории движения вещества вдоль магнитных силовых линий (в случае полярных). Такое сопоставление позволяет локализовать предполагаемые области формирования излучения и исследовать геометрию аккреционного потока.

Морфология доплеровских томограмм существенно зависит от типа КП. В немагнитных системах основными источниками излучения в эмиссионных линиях являются аккреционный диск и горячее пятно. На доплеровских томограммах диск обычно проявляется в виде кольцеобразной структуры, тогда как горячее пятно соответствует локализованной области повышенной яркости, расположенной вблизи точки пересечения баллистической траектории аккреционной струи с внешней границей аккреционного диска.

В магнитных КП структура томограмм определяется аккрецией, контролируемой магнитным полем белого карлика. В этом случае значительный вклад в излучение вносят баллистический участок потока и вещество, движущееся вдоль магнитных силовых линий. На доплеровских картах такие компоненты проявляются в виде протяжённых структур, совпадающих с расчётными траекториями аккреционного потока. Для полярных характерно выделение эмиссии от вторичной звезды, баллистической и магнитной траектории струи, что позволяет исследовать геометрию аккреции и положение области магнитного захвата вещества.

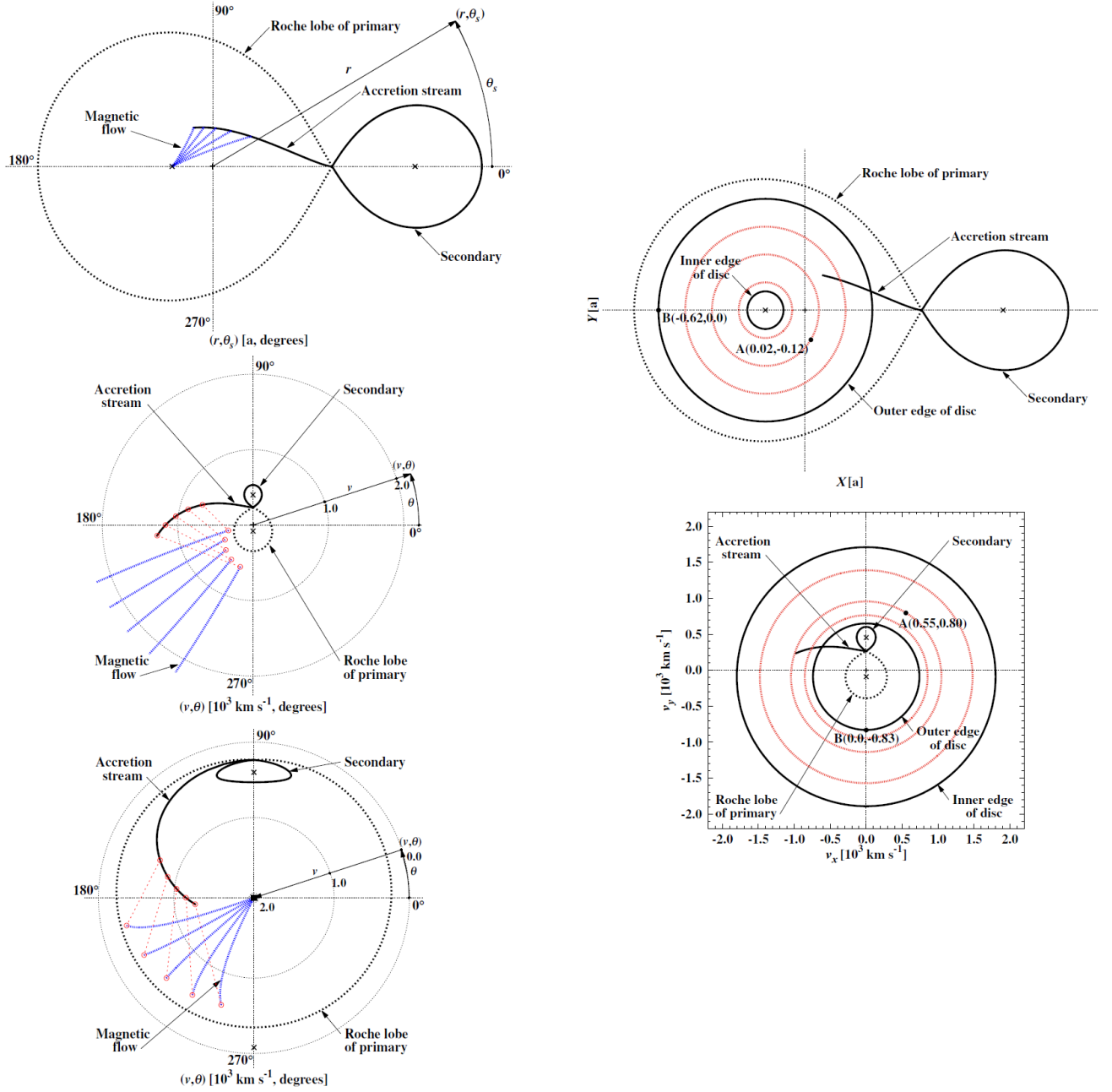


Рисунок 1.10 — Сопоставление пространственных и скоростных координат в КП. На левой части показана пространственная модель магнитной системы вместе со стандартной и вывернутой доплеровскими томограммами. Правая часть иллюстрирует аналогичный переход от пространственных координат к пространству скоростей для системы с аккреционным диском. Рисунок скопирован из иллюстраций в [70; 71].

### 1.2.2 Зеемановское расщепление спектральных линий

Одним из основных методов определения магнитного поля белых карликов в КП является анализ зеемановского расщепления спектральных линий. В основе метода лежит взаимодействие атомов вещества с внешним магнитным полем, что приводит к снятию вырождения энергетических уровней и расщеплению спектральных линий на несколько компонент. Положение и форма этих компонент зависят от величины магнитного поля, что позволяет количественно оценить его значение.

Наиболее удобными при исследовании спектров магнитных белых карликов являются линии водорода бальмеровской серии, формирующиеся в фотосфере звезды. Зеемановское расщепление этих линий позволяет получить напряжённость магнитного поля, усреднённую по видимому диску белого карлика.

Наблюдаемая картина расщепления линий в условиях магнитных полей, соответствующих режиму Пашена—Бака, описывается линейным эффектом Зеемана. В этом случае спектральная линия расщепляется на центральную несмещённую  $\pi$ -компоненту и две симметричные  $\sigma^\pm$ -компоненты. В линейном приближении смещение  $\sigma^\pm$ -компонент относительно центральной  $\pi$ -компоненты определяется выражением

$$\delta\lambda_L = \pm 7.9 \left( \frac{\lambda}{4101 \text{Å}} \right) \left( \frac{B}{10^6 \text{G}} \right) \text{Å}, \quad (1.6)$$

где  $\lambda$  — длина волны спектральной линии,  $B$  — магнитная напряжённость, а  $\delta\lambda_L$  — смещение  $\sigma^\pm$ -компоненты относительно центральной  $\pi$ -компоненты. Выражение (1.6) приведено в работе [72].

Однако магнитное поле белых карликов в магнитных КП обычно лежит в диапазоне от нескольких до сотен мегагаусс. В таких условиях линейное приближение становится неприменимым, поскольку структура атомных уровней существенно перестраивается в результате действия нелинейных эффектов. Нелинейное смещение энергетических уровней приводит к формированию сложной структуры спектральных линий. Как показывают наблюдения магнитных белых карликов, при сильных магнитных полях профили водородных линий могут содержать большое число зеемановских компонент [73].

Дополнительной особенностью является то, что наблюдаемое зеемановское расщепление формируется на всей видимой поверхности белого карлика. Следовательно, регистрируемый спектр представляет собой результат усреднения по областям с различными значениями магнитного поля.

Для определения магнитного поля белого карлика по наблюдаемому зеемановскому расщеплению фотосферных линий в настоящей работе используются результаты [74]. Авторами был разработан метод численного решения уравнения Шрёдингера, позволяющий рассчитывать энергии связанных состояний атома водорода в широком диапазоне магнитных полей, характерном для магнитных белых карликов. На основе полученных энергетических уровней определены длины волн и вероятности разрешённых переходов в зависимости от напряжённости магнитного поля (рис. 1.11).

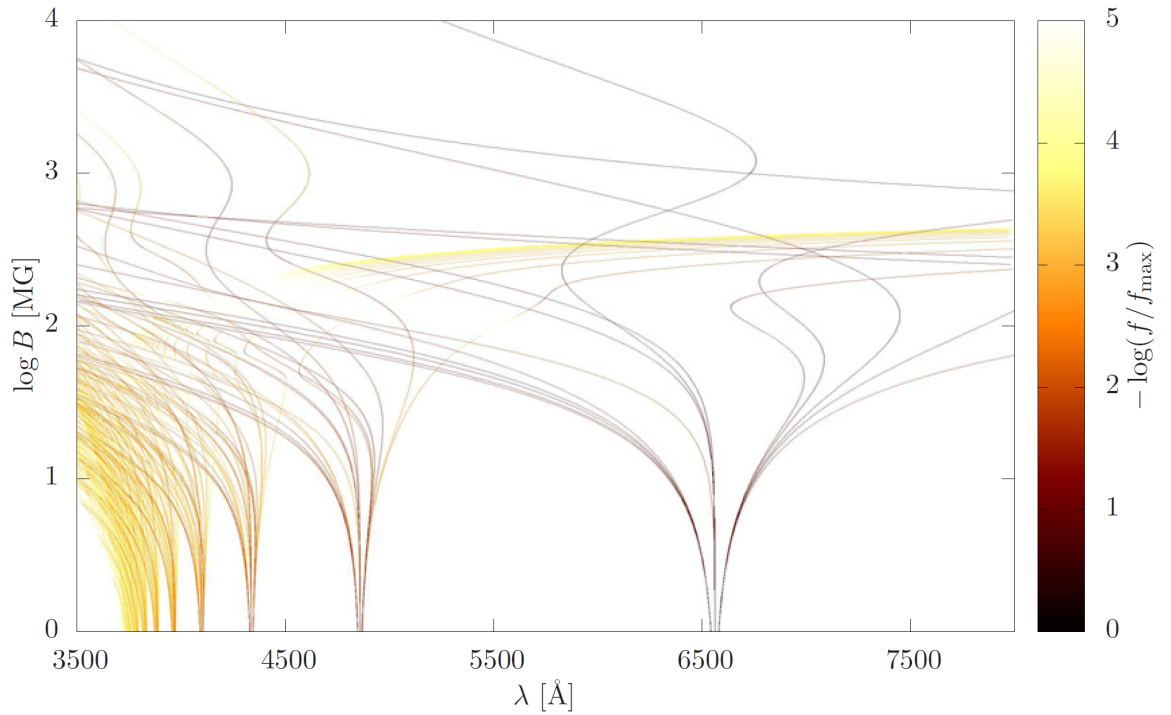


Рисунок 1.11 — Диаграммы, иллюстрирующие зависимость длин волн зеемановских компонент водородных линий бальмеровской серии от магнитной индукции. Цветовая шкала отражает значения сил осцилляторов рассматриваемых переходов. Рисунок заимствован из [74].



### 1.2.3 Моделирование циклотронного излучения

Циклотронное излучение является одним из основных механизмов охлаждения плазмы в аккреционных колонках магнитных белых карликов. Оно возникает при движении электронов в магнитном поле и испускается на частотах, кратных циклотронной частоте  $\omega_c = eB/m_e c$ . В условиях горячей плазмы движение электронов является релятивистским, поэтому необходимо учитывать доплеровское смещение их частоты излучения. Для электрона, движущегося со скоростью  $\mathbf{v}$ , частота испускаемого фотона определяется выражением

$$\omega = \frac{n\omega_c}{\gamma(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)}, \quad (1.7)$$

где  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — фактор Лоренца,  $\beta_{\parallel}$  — проекция скорости на направление магнитного поля,  $\theta$  — угол между лучом зрения и силовой линией магнитного поля. В результате каждая циклотронная гармоника приобретает конечную ширину, а положение её максимума смещается относительно точного значения  $n\omega_c$  (где  $n$  — номер гармоники).

В условиях, характерных для аккреционных пятен полярных областей, величина фарадеевского вращения оказывается довольно большой [75]. В этом случае перенос излучения можно рассматривать независимо для обыкновенной ( $o$ ) и необыкновенной ( $e$ ) поляризационных мод. Тогда уравнение переноса принимает вид

$$\frac{dI_{o,e}}{dz} = -\alpha_{o,e}I_{o,e} + j_{o,e}, \quad (1.8)$$

где  $\alpha_{o,e}$  и  $j_{o,e}$  являются коэффициентами поглощения и излучения соответственно. Предполагая наличие локального термодинамического равновесия, при котором реализуется максвелловское распределение электронов по скоростям, можно воспользоваться законом Кирхгофа

$$j_{o,e} = \alpha_{o,e}I_{RJ}, \quad (1.9)$$

где  $I_{RJ} = kT\omega^2/8\pi^3c^2$  — интенсивность Рэлея–Джинса на одну поляризационную моду.

В данной работе коэффициенты поглощения вычислялись путём свёртки коэффициентов излучения отдельного электрона с релятивистским распределением Максвелла в соответствии с методикой, описанной в [76]. Полученные

теоретические сетки  $\alpha_{o,e}(\omega/\omega_c, \theta, T)$  обладают рядом характерных свойств. Максимумы коэффициентов поглощения соответствуют частотам, кратным циклотронной частоте, при этом их величина уменьшается с ростом номера гармоники  $n$ . Профили гармоник уширяются вследствие релятивистского распределения электронов по скоростям, причём степень уширения возрастает с увеличением температуры плазмы. Кроме того, коэффициенты поглощения существенно зависят от угла  $\theta$  между направлением магнитного поля и лучом зрения наблюдателя, что обуславливает выраженную анизотропию циклотронного излучения.

Наиболее простой подход к моделированию циклотронного излучения заключается в предположении, что излучающая область является однородной по температуре и плотности. Такая простая изотермическая модель широко используется для интерпретации наблюдаемых циклотронных спектров полярных областей.

В рамках этой модели коэффициенты поглощения и температура считаются постоянными вдоль луча зрения. Тогда решение уравнения переноса (1.8) имеет следующий аналитический вид

$$I_{o,e} = I_{RJ} \left( 1 - e^{-\alpha_{o,e}(\omega, \theta, T) \Lambda} \right), \quad (1.10)$$

где  $\Lambda = 4\pi e s N_e / B$  является безразмерным параметром, характеризующим оптическую толщину циклотронного источника,  $N_e$  — концентрация электронов, а  $s$  — геометрическая глубина излучающей области.

Несмотря на простоту, изотермическая модель позволяет воспроизводить основные наблюдаемые свойства циклотронных гармоник и поэтому часто используется для оценки магнитного поля, температуры плазмы и геометрии аккреционного пятна.

Основным недостатком такого подхода является предположение об однородности излучающей среды. Реальная аккреционная колонка обладает выраженной вертикальной структурой температуры и плотности, что особенно важно при низких темпах массопереноса. Для учёта этих эффектов необходимо использовать более сложные модели.

При достаточно низких локальных темпах аккреции охлаждение плазмы за счёт кулоновских взаимодействий становится настолько эффективным, что падающие частицы успевают передать свою энергию атмосфере белого карлика до формирования стационарного гидродинамического ударного фронта. В этом случае температура электронов остаётся существенно ниже температуры

ударного фронта  $T_{\text{sh}}$ , достигая лишь  $\sim 1 - 2$  кэВ. Такой режим аккреции принято называть приближением нагретой атмосферы (англ. «bombardment regime»; [77]). Критерием реализации данного режима служит соотношение, предложенное Campbell [78],

$$\dot{m} B_7^{-2.6} < 0.1 \text{ г с}^{-1} \text{ см}^{-2}, \quad (1.11)$$

где  $B_7 = B/10^7$  Гс. При нарушении условия (1.11) формируется полноценная гидродинамическая аккреционная колонка с ударным фронтом.

Первая количественная модель приближения нагретой атмосферы была предложена в [79]. Авторы рассчитали структуру нагреваемого слоя, используя кинетику кулоновских потерь энергии падающих протонов в атмосфере белого карлика. При этом рассматривалась чисто водородная атмосфера с учётом свободно-свободного, связанно-свободного поглощения и томсоновского рассеяния. Позднее эта модель была усовершенствована [80], что позволило параметризовать температурную структуру через локальный темп аккреции  $\dot{m}$ , массу белого карлика  $M_{\text{wd}}$  и магнитное поле  $B$ .

Ключевыми параметрами модели являются максимальная температура нагреваемого слоя  $T_{\text{max}}$  и его полная колонковая плотность  $x_s$ . Аппроксимация результатов численного моделирования приводит к выражениям

$$T_{\text{max}} = 1.90 \times 10^8 \dot{m}_{-2}^{0.42} B_7^{-1.08} \left( \frac{M_{\text{wd}}}{M_{\odot}} \right)^{0.66} \text{ К}, \quad (1.12)$$

$$x_s = 9.89 \times 10^{-3} \dot{m}_{-2}^{0.30} B_7^{-0.79} \left( \frac{M_{\text{wd}}}{M_{\odot}} \right)^{1.72} \text{ г см}^{-2}, \quad (1.13)$$

где  $\dot{m}_{-2}$  выражен в единицах  $10^{-2} \text{ г с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .

Для описания вертикального температурного профиля вводятся нормированные переменные

$$t = \frac{T}{T_{\text{max}}}, z = \frac{x}{x_s}. \quad (1.14)$$

Аналитическая формула, связывающая температуру слоя и его колонковую плотность, имеет следующий вид

$$\log t = \alpha(\log z - \varepsilon)^{-n} + \beta(\log z - \varepsilon) + \gamma, \quad (1.15)$$

где значения коэффициентов  $\alpha = -0.0374$ ,  $\beta = 0.2082$ ,  $\gamma = 0.2220$ ,  $\varepsilon = 0.2005$  и  $n = 2$  приведены в работе [80].

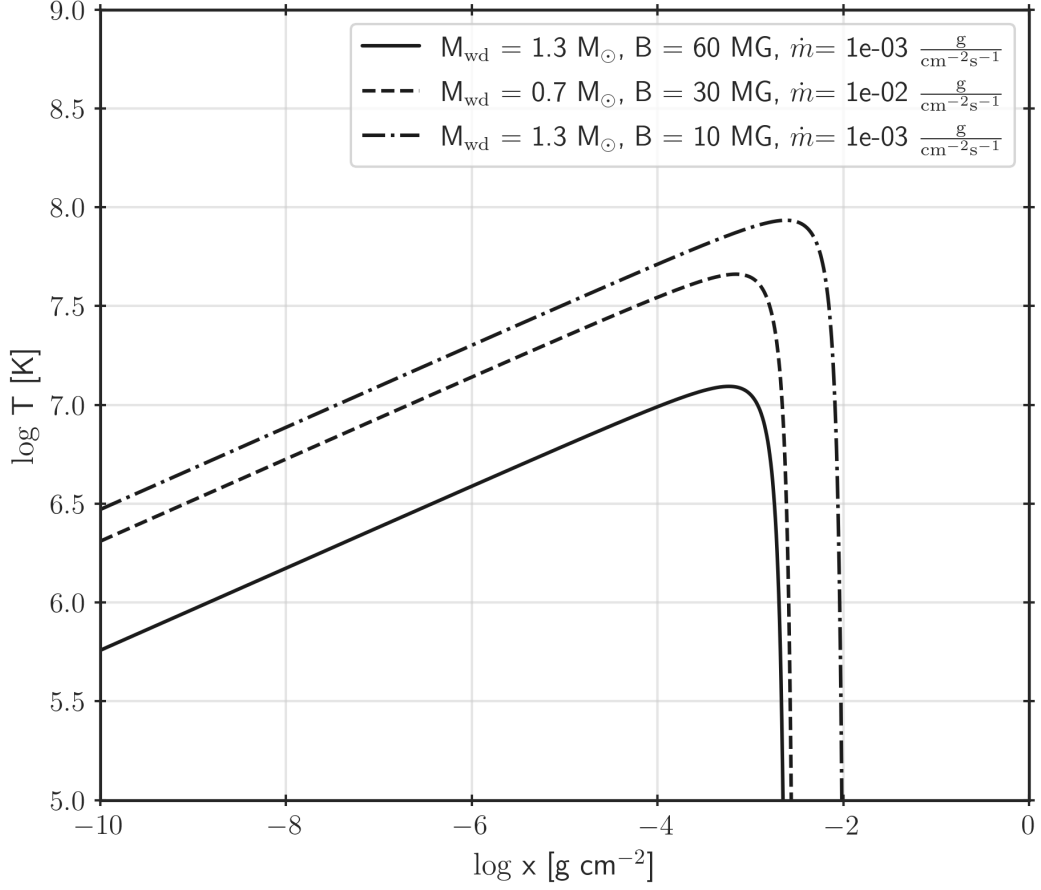


Рисунок 1.12 — Вертикальный температурный профиль в зависимости от колонковой плотности слоя для трех наборов параметров ( $\dot{m}$ ,  $B$ ,  $M_{\text{wd}}$ ) в логарифмическом масштабе.

После задания температурного профиля также необходимо определить плотность плазмы, зависящей от глубины. Для некоторого слоя с колонковой плотностью  $x$  полное давление складывается из суммы гидростатического и динамического давления

$$P = P_{\text{hyd}} + P_{\text{ram}} = xg + \dot{m}v_{\text{ff}} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{x}{x_s}} \right) = 2N_e kT(x), \quad (1.16)$$

где  $v_{\text{ff}} = (2GM_{\text{wd}}/R_{\text{wd}})^{1/2}$  и  $g = GM_{\text{wd}}/R_{\text{wd}}^2$  — скорость и ускорение свободного падения у поверхности белого карлика соответственно. Отсюда следует выражение для плотности

$$\rho(x) \simeq N_e m_p = \frac{xg + \dot{m}v_{\text{ff}} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{x}{x_s}} \right)}{2kT(x)} m_p. \quad (1.17)$$

Таким образом, в приближении нагретой атмосферы вертикальный температурный профиль (рис. 1.12) аккреционного пятна полностью определяется

параметрами  $\dot{m}$ ,  $B$  и  $M_{\text{wd}}$ . Это позволяет отказаться от трудоёмкого гидродинамического расчёта и непосредственно перейти к решению уравнения переноса циклотронного излучения в неоднородной среде.

Для больших значений фарадеевского вращения перенос излучения вновь можно рассматривать отдельно для обыкновенной и необыкновенной мод. Используя найденные функции  $T(x)$  и  $\rho(x)$ , интенсивность каждой моды вычисляется из решения уравнения переноса

$$I_{o,e}(\omega, \theta) = \int_0^{x_s} \frac{\alpha_{o,e}(\omega, \theta, T)}{2\rho \cos \theta} B(\omega, T) \exp \left[ - \int_0^x \frac{\alpha_{o,e}(\omega, \theta, T)}{\rho \cos \theta} d\tilde{x} \right] dx, \quad (1.18)$$

а наблюдаемая интенсивность определяется суммой вкладов двух мод:

$$I(\omega, \theta) = I_o(\omega, \theta) + I_e(\omega, \theta). \quad (1.19)$$

Описанный подход к моделированию циклотронного излучения в приближении нагретой атмосферы был реализован в виде программного кода и использован в данной работе для определения параметров аккреционных пятен и темпов аккреции исследуемых систем в главах 2 и 3.

### 1.3 Заключение к главе 1

В первой части настоящей главы представлен краткий обзор КП как тесных двойных систем. Последовательно изложены модель Роша и условия массопереноса в тесных двойных системах, основные стадии формирования КП и их дальнейшая эволюция, обусловленная механизмами потери углового момента. Показано, что характер аккреции и наблюдательные свойства КП определяются главным образом напряжённостью магнитного поля белого карлика и темпом аккреции. Отдельно рассмотрены немагнитные КП, а также магнитные системы, включая полярные и промежуточные полярные.

Во второй части изложены методы исследования магнитных КП, использованные в настоящей работе. Рассмотрены основы доплеровской томографии, позволяющей исследовать структуру аккреционных потоков, метод определения магнитного поля белого карлика по зеемановскому расщеплению фотоферных линий, а также модели циклотронного излучения, применяемые для определения параметров аккреционных областей в магнитных КП.

## Глава 2. Низкоаккрецирующий поляр V379 Vir с коричневым карликом

### 2.1 Введение

Поляр V379 Vir (SDSS J121209.31+013627.7) представляет собой известную короткопериодическую ( $P_{\text{orb}} = 88.4$  мин) катаклизмическую переменную, относящуюся к сравнительно редкому классу систем на поздней стадии эволюции — период-баунсеров [8]. Уникальность источника впервые была замечена в работе [63], где было показано, что компонентами системы являются замагниченный белый карлик с напряжённостью магнитного поля  $B \approx 7$  МГс и коричневый карлик спектрального класса L. Для объяснения низкого темпа аккреции авторы допустили, что данная система является разделённой, а аккреция осуществляется через магнитный захват звёздного ветра вторичного компонента. В рамках эволюционного сценария в [63] было предположено, что прародителем системы является двойная, состоящая из звезды главной последовательности массой  $\sim 1.5 M_{\odot}$  и обращающегося вокруг неё на удалении  $\sim 1$  а.е. коричневого карлика ( $P_{\text{orb}} \sim 1$  год). Наблюдения в ближнем инфракрасном диапазоне подтвердили наличие холодного донора с эффективной температурой  $T_{\text{eff}} \leq 1700$  К и выявили переменное циклотронное излучение [64; 65]. Анализ рентгеновских наблюдений телескопа XMM-Newton обнаружил вращательно-модулированную переменность, обусловленную аккреционным пятном на поверхности белого карлика [66]. На основе измеренного авторами рентгеновского потока получена оценка темпа аккреции  $\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$ . Следует отметить, что данная оценка не учитывает вклад циклотронного излучения в полную аккреционную светимость, который может быть существенным. Кроме того, определение темпа аккреции осложняется недостаточно надёжными ограничениями на массу белого карлика.

В настоящей главе представлен комплексный анализ системы V379 Vir, основанный на архивных ультрафиолетовых, оптических и инфракрасных фотометрических данных, а также на наблюдениях фазово-разрешённой спектроскопии. Выполнено исследование долговременной переменности системы с целью выявления возможных переходов между состояниями с различными

темпами аккреции. Проведено моделирование спектрального распределения энергии в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах, позволившее уточнить параметры белого карлика. На основе ближней инфракрасной фотометрии получены оценки радиуса донора и ограничения на степень заполнения им полости Роша. Кроме того, по данным спектрального распределения энергии в среднем инфракрасном диапазоне определён темп аккреции с учётом вклада циклотронного излучения. Также представлены результаты исследования оптической фазово-разрешённой спектроскопии. Проведён анализ орбитальной переменности линии  $H\alpha$ , содержащей информацию о структуре аккреционного потока. На основе анализа зеемановского расщепления фотосферных линий исследована вращательная модуляция магнитного поля белого карлика.

## 2.2 Наблюдения и обработка данных

### 2.2.1 Спектроскопия БТА

Спектральные наблюдения V379 Vir проводились на 6-метровом телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН). В качестве основного инструмента использовался фокальный редуктор SCORPIO-1<sup>1</sup> в режиме длиннощелевой спектроскопии [81]. Программа наблюдений включала два набора данных, полученных в ночи 7/8 мая 2007 г. и 25/26 апреля 2022 г. В первом наборе использовалась объёмная фазовая голографическая решётка VPHG1200G (1200 шт./мм) при ширине щели 1", что обеспечивало регистрацию спектров в диапазоне 4000–5700 Å со спектральным разрешением  $\Delta\lambda \approx 5$  Å. Во втором наборе применялась решётка VPHG550G (550 шт./мм) со щелью шириной 1.2", позволившая получить спектры в более широком диапазоне 4000–7300 Å при спектральном разрешении  $\Delta\lambda \approx 12$  Å. В ходе двух серий наблюдений было получено 15 и 22 спектра V379 Vir соответственно, что обеспечило полное покрытие орбитального периода системы.

---

<sup>1</sup>Описание прибора SCORPIO-1 доступно по адресу <https://www.sao.ru/hq/lisfo/devices/scorpio/scorpio.html>

Таблица 1 — Журнал наблюдений V379 Vir. Перечислены телескопы и приборы, задействованные в наблюдениях, наблюдательные ночи, продолжительность наблюдений  $\Delta t_{\text{obs}}$ , количество полученных научных кадров ( $N$ ), регистрируемый спектральный диапазон, а также длительность экспозиций ( $\Delta t_{\text{exp}}$ ).

| Телескоп/<br>Прибор | Дата<br>UT      | $\Delta t_{\text{obs}}$<br>мин | $N$ | Диапазон    | $\Delta t_{\text{exp}}$<br>сек |
|---------------------|-----------------|--------------------------------|-----|-------------|--------------------------------|
| БТА/SCORPIO-1       | 07/08 Мая 2007  | 86                             | 15  | 3900–5700 Å | 300                            |
| БТА/SCORPIO-1       | 25/26 Апр. 2022 | 118                            | 22  | 4000–7200 Å | 300                            |
| РТТ-150/TFOSC       | 07/08 Мая 2022  | 182                            | 72  | $B$         | 120                            |

Время экспозиции каждого индивидуального спектра составляло 300 с. Журнал выполненных наблюдений приведён в таблице 1.

Редукция спектральных данных выполнялась с использованием стандартного набора процедур обработки длиннощелевых спектров, реализованного в программном пакете PyRAF<sup>2</sup>. На первом этапе производилось вычитание кадров электронного нуля, а также удаление следов космических частиц с применением алгоритма L.A.Cosmic [82]. Коррекция изображений за неоднородную чувствительность прибора осуществлялась на основе снимков лампы плоского поля. Исправление геометрических искажений и калибровка спектров по длинам волн выполнялись с использованием кадров лампы He-Ne-Ar. Далее проводилась оптимальная экстракция одномерных спектров источника [83] с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка выполнена на основе наблюдений стандартов Hz44 (наблюдения 2007 г.) и AGK+81°266 (наблюдения 2022 г.). Для каждого спектра были определены барицентрическая юлианская дата середины экспозиции и соответствующая поправка к лучевой скорости. Вычисление орбитальных фаз на момент наблюдений выполнено с использованием эфемерид (2.1), полученных в разделе 2.3.1.

<sup>2</sup>Пакет программ для обработки и анализа астрономических данных PyRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>



### 2.2.2 Фотометрия РТТ-150

Фотометрические наблюдения V379 Vir были выполнены в ночь 7/8 апреля 2022 г. на 1.5-метровом телескопе РТТ-150 (Турецкая национальная обсерватория TÜBİTAK) с использованием прибора TFOSC в режиме прямых изображений. В результате было получено 72 кадра поля с источником в фотометрической полосе *B* системы Джонсона при времени экспозиции 120 с. В данном диапазоне объект демонстрирует наибольшую амплитуду оптической переменности. Обработка фотометрических данных выполнялась средствами программных библиотек `astropy`<sup>3</sup> и `photutils`<sup>4</sup>. Процедура предварительной обработки включала вычитание усреднённого кадра электронного нуля, коррекцию неоднородностей чувствительности детектора, удаление следов космических частиц и астрометрическое выравнивание изображений. Для извлечения фотометрических потоков применялся метод дифференциальной PSF-фотометрии, основанный на аппроксимации функции рассеяния точки (Point Spread Function, PSF) по изображениям одиночных звёзд поля. Для каждого кадра строилась модель PSF, учитывающая форму профиля звёздных изображений, определяемую атмосферными условиями и характеристиками оптической системы телескопа. Полученная модель использовалась для подгонки профиля исследуемого источника и определения его фотометрического потока. Применение PSF-фотометрии позволило повысить точность измерений и обеспечить максимальное отношение «сигнал–шум».

---

<sup>3</sup>Библиотека `astropy` для работы с астрономическими данными доступна по адресу <https://www.astropy.org>

<sup>4</sup>Пакет `photutils` для фотометрии астрономических источников доступен по адресу <https://photutils.readthedocs.io>

## 2.3 Анализ фотометрических данных

### 2.3.1 Долговременная и орбитальная переменность

Долговременное поведение блеска V379 Vir было исследовано на основе данных обзоров CSS (Catalina Sky Survey, [84]), ZTF (Zwicky Transient Facility, [85]), Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System, [86]) и PTF (Palomar Transient Factory, [87]). Компиляция наблюдений перечисленных обзоров представлена на долговременной кривой блеска на рис. 2.1. Видно, что на протяжении  $\approx 20$  лет наблюдений объект не демонстрирует значительных ( $\gtrsim 0^m.5$ ) изменений блеска в оптическом диапазоне, которые могли бы быть интерпретированы как переходы между состояниями, типичные для звёзд типа AM Her. Об отсутствии смены состояний также свидетельствуют данные фотометрического каталога NEOWISE [88], содержащего результаты наблюдений инфракрасного телескопа WISE на протяжении  $\approx 9.4$  лет. На рис. 2.1 представлены измерения блеска в полосах  $W1$  ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 3.3$  мкм) и  $W2$  ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 4.6$  мкм), в которых доминирует циклотронное излучение аккреционного пятна. Поскольку интенсивность циклотронного излучения непосредственно связана с темпом аккреции, инфракрасные наблюдения указывают на отсутствие существенных изменений темпа массообмена в системе. Наблюдаемый разброс блеска в диапазоне от  $\approx 16^m.5$  до  $\approx 19^m.5$  обусловлен орбитальной переменностью, что подтверждается фазовыми кривыми блеска, представленными на рис. 2.2. Таким образом, V379 Vir демонстрирует общее для LARP-объектов свойство, заключающееся в отсутствии сильной переменности на протяжении длительного промежутка времени [59].

Наиболее продолжительный фотометрический ряд WISE был получен в полосе  $W2$ , в которой система также демонстрирует наибольшую амплитуду переменности. На основе этих данных методом Ломба–Скаргла [89] был найден уточнённый орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 0.0614070(7)$  сут (или  $88.426 \pm 0.001$  мин). Точность определения  $P_{\text{orb}}$  оценивалась по полуширине соответствующего пика на периодограмме. Полученное значение периода согласуется в пределах ошибок измерений с оценками, приведёнными в работах [90] и [64].

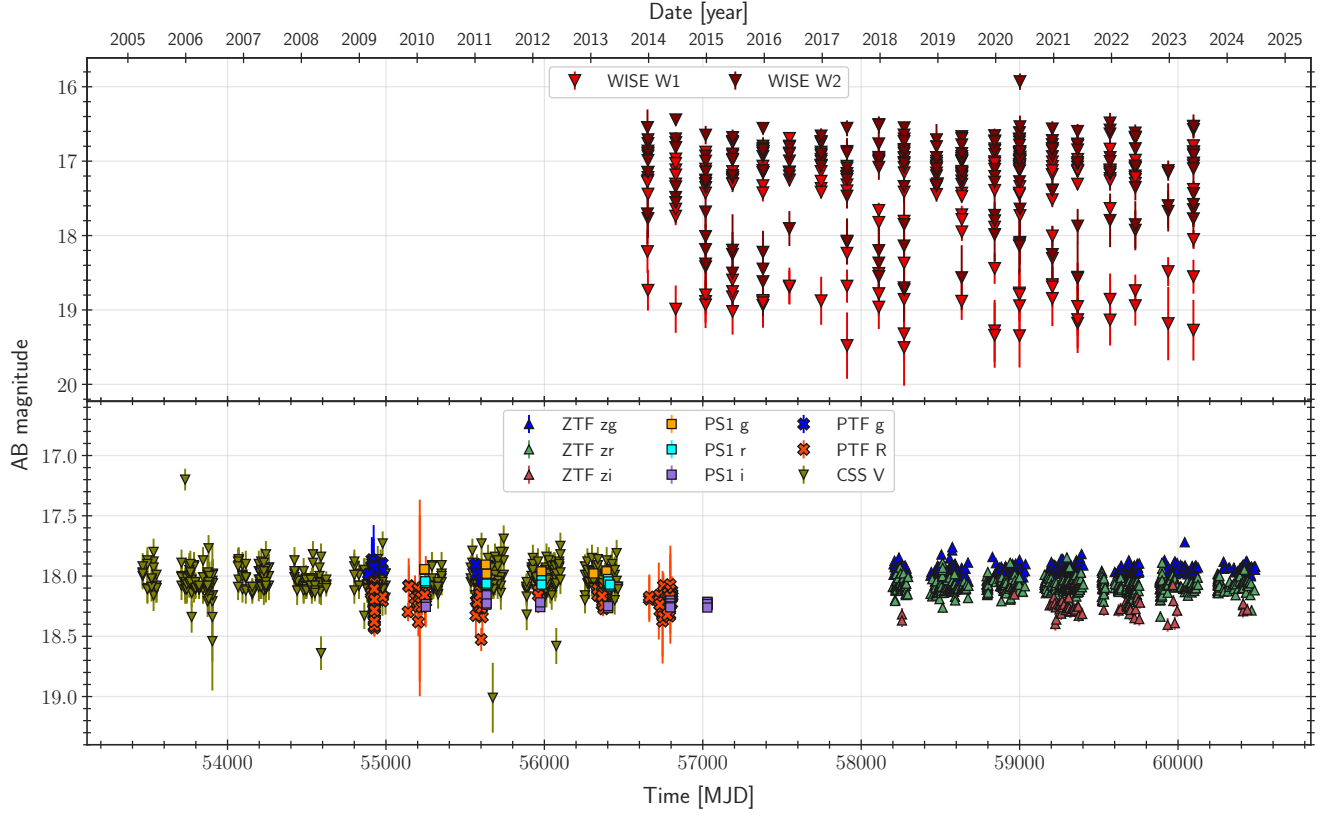


Рисунок 2.1 — Долговременная оптическая (нижняя панель) и инфракрасная (верхняя панель) кривая блеска V379 Vir. Указаны фотометрические данные из каталогов ZTF (полосы  $zg$ ,  $zr$ ,  $zi$ ), PTF (полосы  $g$ ,  $R$ ), CSS (полоса  $V$ ), Pan-STARRS (полосы  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ) и WISE (полосы  $W1$  и  $W2$ ).

Уточнённые эфемериды V379 Vir имеют следующий вид:

$$BJD_{\max} = 2453798.5956(5) + 0.0614070(7) \times E, \quad (2.1)$$

где начальная эпоха  $BJD(\varphi = 0)$  определена в предположении формирования источника эмиссии  $H\alpha$  на поверхности звезды-донора (см. раздел 2.4.2). Отметим также, что периодограммный анализ данных ZTF не выявил признаков нерадиальных пульсаций белого карлика, на возможность существования которых указывалось в работе [91].

### 2.3.2 Спектральное распределение энергии

Оценка параметров компонентов V379 Vir проводилась путём моделирования спектрального распределения энергии системы. Поток в ультра-

фиолетовой области были заимствованы из кривых блеска GALEX [92] в фотометрических полосах FUV ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 1535 \text{ \AA}$ ) и NUV ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 2301 \text{ \AA}$ ), демонстрирующих переменность с амплитудами 19% и 7% соответственно. Кроме того, ультрафиолетовые наблюдения V379 Vir проводились телескопом UVOT космической обсерватории Swift. Для всех доступных кадров Swift/UVOT была выполнена апертурная фотометрия с использованием программы `uvotmaghist` пакета HEASoft<sup>5</sup>. В результате были получены потоки в полосах UVW1 ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 2628 \text{ \AA}$ ), UVM2 ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 2249 \text{ \AA}$ ) и UVW2 ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 2050 \text{ \AA}$ ). Данные в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне были заимствованы из обзора SDSS (полосы  $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$ ; [93]) и архивов наблюдений телескопа VISTA (полосы  $Z$ ,  $Y$ ,  $J$ ,  $H$ ,  $K_s$ ; [94]). Поскольку потоки SDSS и VISTA не привязаны к определённым фазам орбитального периода поляра, они содержат дополнительную неопределённость, связанную с орбитальной переменностью системы. Согласно работе [90], амплитуда этой переменности уменьшается от 9.2% в полосе  $u'$  до 2.6% в полосе  $i'$ . Для построения спектрального распределения энергии в ближнем инфракрасном диапазоне также использовались данные в фильтрах  $J$ ,  $H$ ,  $K_s$  из [64]. В среднем инфракрасном диапазоне V379 Vir наблюдался космической обсерваторией Spitzer с использованием камеры IRAC [95]. С её помощью были получены изображения в полосах I1 (3.6 мкм), I2 (4.5 мкм), I3 (5.8 мкм) и I4 (8.0 мкм), откалиброванные версии которых доступны в архиве IRSA<sup>6</sup>. Для изображений Spitzer/IRAC была выполнена апертурная фотометрия с использованием программной библиотеки `photutils`. Построенные по эфемеридам (2.1) фазовые кривые блеска Spitzer/IRAC представлены на рис. 2.2. Видно, что середина яркой фазы в полосах Spitzer/IRAC хорошо согласуется с положением яркой фазы на кривых блеска ZTF и WISE.

При помощи программной библиотеки DUSTMAPS<sup>7</sup> и трёхмерных карт межзвёздного поглощения [96] была получена оценка избытка цвета поляра  $E(B - V) = (9 \pm 8) \times 10^{-5}$ . При этом использовалось расстояние до V379 Vir  $d = 154 \pm 3$  пк, определённое на основе параллакса из каталога Gaia DR3 [97]. Несмотря на малое значение избытка цвета, для определения непоглощённых фотометрических и спектральных потоков были использованы кривые меж-

<sup>5</sup>Пакет программ HEASoft доступен по адресу <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/>

<sup>6</sup>Архив данных Spitzer доступен по адресу <https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/spitzerdataarchives/>

<sup>7</sup>Библиотека для работы с картами межзвёздного поглощения доступна по адресу <https://dustmaps.readthedocs.io/en/latest/>

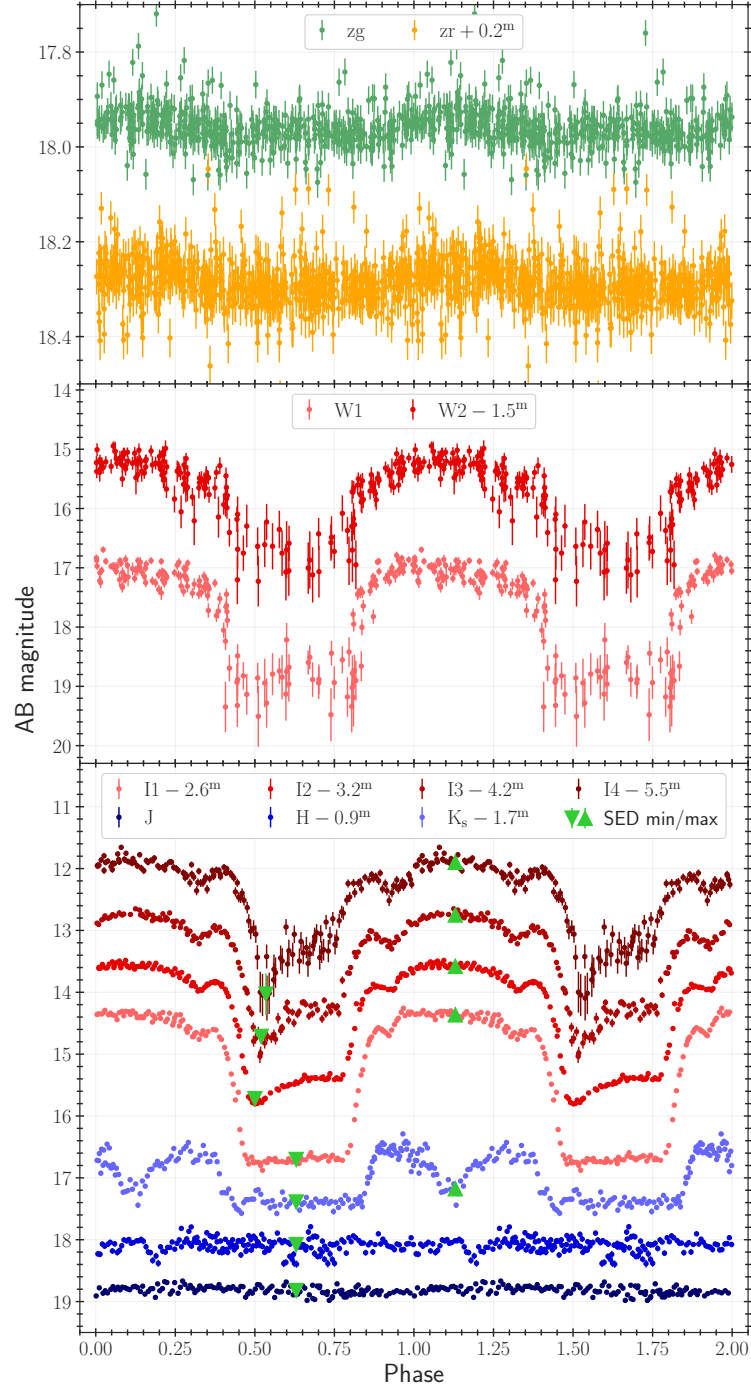


Рисунок 2.2 — Верхняя панель: фазовые кривые блеска в полосах  $zg$ ,  $zr$  из каталога ZTF. Средняя панель: фазовые кривые блеска WISE в полосах W1 и W2, полученные по данным каталога NEOWISE и охватывающие 9.44 лет наблюдений. Нижняя панель: фазовые инфракрасные кривые блеска V379 Vir в полосах  $J$ ,  $H$ ,  $K_s$  из [64], а также в полосах I1, I2, I3, I4, полученные Spitzer/IRAC. Зелеными треугольниками указаны минимальные потоки и потоки на середине яркой фазы ( $\phi \approx 1.13$ ), которые использовались при построении спектрального распределения энергии на рис. 2.3.

звёздного поглощения [98]. Полученное спектральное распределение энергии V379 Vir, исправленное за межзвёздную экстинкцию, показано на рис. 2.3, а значения непоглощённых потоков приведены в таблице 2.

Начиная с полосы  $K_s$  (т.е. при  $\lambda \gtrsim 2.2$  мкм) V379 Vir демонстрирует сильную переменность, обусловленную циклотронным излучением аккреционного пятна (см. рис. 2.2). Поэтому при анализе спектрального распределения энергии рассматривались как потоки в тусклой фазе ( $\varphi \approx 0.63$ ), когда аккреционное пятно скрыто за диском белого карлика, так и потоки вблизи центра яркой фазы ( $\varphi \approx 1.13$ ), когда пятно находится на видимой стороне белого карлика и наблюдается под наибольшим телесным углом. Инфракрасные потоки, использованные при моделировании спектрального распределения энергии, отмечены на фазовых кривых блеска на рис. 2.2. Можно заметить, что продолжительность яркой фазы возрастает с увеличением центральной длины волны фотометрической полосы: от  $\varphi \in 0.85 - 1.45$  в полосе  $K_s$  до  $\varphi \in 0.75 - 1.55$  в полосе I4. Вероятно, данное явление связано с неоднородной структурой аккреционного пятна, где имеется горячее ядро, излучение которого доминирует вплоть до полосы  $K_s$ , и относительно холодная периферия, излучающая на более длинных волнах.

### 2.3.3 Определение параметров

Моделирование спектра циклотронного излучения проводилось в приближении нагретой атмосферы белого карлика (см. раздел 1.2.3). Этот режим выполняется при малых локальных темпах аккреции и сильных магнитных полях (согласно критерию (1.11), [78]), когда протоны падающего газа быстро теряют кинетическую энергию через кулоновское взаимодействие с атмосферными электронами. В сильных магнитных полях электроны эффективно излучают полученную энергию через циклотронное излучение так, что длина торможения протонов сравнима со средней длиной их свободного пробега. В таком режиме ударный фронт не формируется, а температура аккреционного пятна сильно зависит от локального темпа аккреции.

Профили распределения температуры и колонковой плотности по глубине ударной области параметризованы через локальный темп аккреции  $\dot{m}$ , напря-

Таблица 2 — Данные, использованные для построения спектрального распределения энергии V379 Vir. Перечислены приборы, при помощи которых проводились наблюдения, эффективные длины волн  $\lambda_{\text{eff}}$  фотометрических фильтров, наблюдаемые потоки  $f_{\text{obs}}$ , исправленные за межзвёздное поглощение, и использованные в моделировании неопределенности в потоках  $\sigma$ . Для инфракрасных фильтров  $K_s$ , I1–I4 приведены минимальные потоки из фазы плато (min) и потоки, приходящиеся на середину яркой фазы (max).

| Инструмент              | $\lambda_{\text{eff}}$ , Å | $f_{\text{obs}}$ , $\mu\text{Jy}$ | $\sigma$ , $\mu\text{Jy}$ |
|-------------------------|----------------------------|-----------------------------------|---------------------------|
| GALEX FUV               | 1535.1                     | 36.9                              | 7.0                       |
| GALEX NUV               | 2301.8                     | 131.6                             | 9.1                       |
| Swift/UVOT UVW2         | 2049.9                     | 111.8                             | 11.3                      |
| Swift/UVOT UVM2         | 2248.6                     | 101.0                             | 11.2                      |
| Swift/UVOT UVW1         | 2628.4                     | 148.7                             | 12.3                      |
| SDSS $u'$               | 3556.5                     | 154.2                             | 14.5                      |
| SDSS $g'$               | 4702.5                     | 236.0                             | 10.7                      |
| SDSS $r'$               | 6175.6                     | 215.2                             | 8.3                       |
| SDSS $i'$               | 7490.0                     | 181.5                             | 6.0                       |
| SDSS $z'$               | 8946.7                     | 155.9                             | 5.6                       |
| VISTA $Z$               | 8793.6                     | 157.9                             | 3.4                       |
| VISTA $Y$               | 10210.7                    | 138.7                             | 6.3                       |
| VISTA $J$               | 12525.3                    | 114.6                             | 7.4                       |
| VISTA $H$               | 16432.8                    | 96.6                              | 10.7                      |
| VISTA $K_s$             | 21521.7                    | 79.0                              | 7.6                       |
| PANIC $J^*$             | 12459.8                    | 107.4                             | 6.9                       |
| PANIC $H^*$             | 16357.4                    | 92.7                              | 10.4                      |
| PANIC $K_s$ min/max*    | 21503.0                    | 83.8 / 102.3                      | 7.0 / 13.9                |
| SPITZER/IRAC I1 min/max | 35378.4                    | 68.9 / 594.9                      | 12.5 / 30.3               |
| SPITZER/IRAC I2 min/max | 44780.5                    | 98.0 / 705.4                      | 2.2 / 30.7                |
| SPITZER/IRAC I3 min/max | 56961.8                    | 98.7 / 603.2                      | 7.6 / 35.4                |
| SPITZER/IRAC I4 min/max | 77978.4                    | 55.9 / 399.2                      | 17.4 / 34.2               |

\* Потоки получены на основе данных из работы [64].

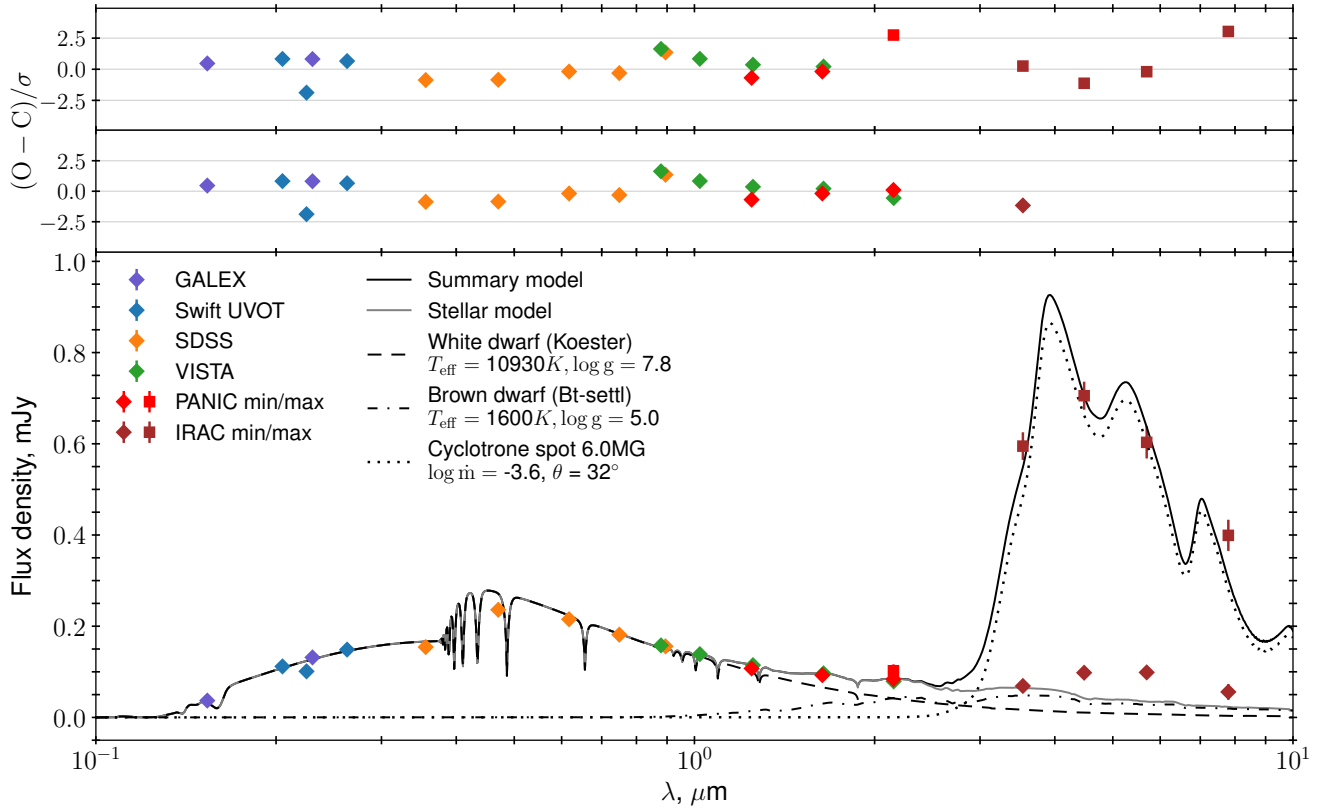


Рисунок 2.3 — Нижняя панель: спектральное распределение энергии V379 Vir (точки) в сравнении с модельным спектром системы (непрерывная линия). Указаны спектры белого карлика, донора и источника циклотронного излучения. Две верхние панели: распределения  $(O - C)/\sigma$  между наблюдаемыми потоками и теоретическими потоками в разных фотометрических полосах. Снизу представлена диаграмма  $(O - C)/\sigma$  для суммы спектров белого и коричневого карликов, сверху — для суммы спектров звёздных компонентов и циклотронного излучения аккреционного пятна. Стоит отметить, что на нижней панели представлено сравнение теоретического спектра с оценками монохроматических потоков V379 Vir, в то время как определение параметров выполнялось путем описания потоков в пределах фотометрических полос.

жённость магнитного поля  $B$  и массу белого карлика  $M_{\text{wd}}$  согласно выражениям (1.12) и (1.13). Данная модель использовалась для решения уравнения переноса излучения в предположении высокого фарадеевского вращения, характерного для аккреционных пятен полюсов [99]. Интенсивности выходящего излучения в двух поляризационных модах вычислялись по формуле (1.18). При этом интегрирование ведётся по всей глубине аккреционного пятна (до колонковой плотности  $x_s$ ). Полная интенсивность выходящего излучения вычисляется как  $I = I_e + I_o$ .



Описание наблюдаемого спектрального распределения энергии выполнялось на основе метода наименьших квадратов, заключающегося в минимизации функции

$$\chi^2 = \sum_k \left( \frac{f_k - f_k^{obs}}{\sigma_k} \right)^2, \quad (2.2)$$

где индекс  $k$  пробегается по наблюдениям в разных фотометрических полосах,  $f_k^{obs}$  — исправленный за межзвёздное поглощение наблюдаемый поток в  $k$ -ой фотометрической полосе,  $f_k$  — соответствующий ему теоретический поток,  $\sigma_k$  — неопределенность потока в  $k$ -ой полосе. Ультрафиолетовые и оптические кривые блеска V379 Vir содержат вращательную переменность, обусловленную нагревом атмосферы белого карлика в окрестности аккреционного пятна. Поскольку этот эффект не учитывался при расчете ультрафиолетовых и оптических потоков, за соответствующие неопределенности  $\sigma$  принимались оценки полуамплитуды орбитальной переменности. Величина  $f_k$  складывается из излучения белого карлика  $f_k^{wd}$ , коричневого карлика  $f_k^{bd}$  и источника циклотронного излучения  $f_k^{cyc}$ , т.е.

$$f_k = \frac{1}{4}(\theta_{wd}^2 f_k^{wd} + \theta_{bd}^2 f_k^{bd} + \theta_{cyc}^2 f_k^{cyc}), \quad (2.3)$$

где  $\theta_{wd}$ ,  $\theta_{bd}$  и  $\theta_{cyc}$  представляют собой угловые диаметры белого карлика, донора и аккреционного пятна соответственно. Теоретические потоки  $f_k$  находились свёрткой интегрального спектра системы с кривыми пропускания фотометрических полос. Для минимизации  $\chi^2$  применялся алгоритм Нелдера–Мида [100].

Определение параметров звёздных компонентов и аккреционного пятна проводилось с использованием разных наборов данных. Для оценки параметров белого карлика и донора использовались лишь те наблюдения, в которых отсутствует вклад циклотронного излучения. Циклотронное излучение пренебрежимо мало на длинах волн  $\lesssim 16000 \text{ \AA}$ , о чём можно судить по отсутствию значимой переменности в фильтрах  $J$  и  $H$  (см. рис. 2.2). В кривых блеска в полосах  $K_s$  и  $I_1$  присутствуют фазы плато протяженностью  $\approx 1/2 P_{orb}$ , где блеск имеет минимальное значение. По-видимому, в пределах этих фаз аккреционное пятно находится за диском белого карлика, что позволяет использовать потоки в фазе плато для оценки параметров звёздных компонентов. Наблюдения Spitzer/IRAC в более длинноволновых фильтрах не использовались из-за отсутствия фазы с постоянным блеском, что могло бы указывать

на присутствие вторичного аккреционного пятна (см. рис. 2.2). Доминирование излучения белого карлика в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах приводит к надёжному определению параметров его атмосферы: эффективная температура  $T_{\text{eff},1} = 10930 \pm 350 \text{ K}$  и ускорение силы тяжести  $\log g = 7.8 \pm 0.4$ . Подчеркнём, что указанное значение  $\log g$  было определено только из формы спектра, а угловой диаметр  $\theta_{\text{wd}}$  считался независимым искомым параметром. Найденная оценка температуры близка к оценке  $T_{\text{eff}} = 10000 \pm 1000 \text{ K}$ , найденной в [63]. Для фиксированного ускорения силы тяжести  $\log g = 5.0$  получена оценка температуры вторичного компонента  $T_{\text{eff},2} = 1600 \pm 180 \text{ K}$ , которая соответствует коричневому карлику спектрального класса L6 — L8. Этот результат согласуется с выводом [65] из анализа инфракрасных спектров, что спектральный класс донора SpT=L8. Сравнение теоретического и наблюдаемого распределений энергий представлено на рис. 2.3. Инфракрасные потоки в полосах I2, I3, I4 в минимуме яркости имеют избыток излучения по сравнению с совместным вкладом аккретора и донора, что может быть связано с излучением вторичного аккреционного пятна.

Из параллакса V379 Vir и найденных ранее угловых радиусов были получены линейные радиусы  $R_1 = 0.012 \pm 0.001 R_{\odot}$  и  $R_2 = 0.095 \pm 0.018 R_{\odot}$  для белого и коричневого карликов соответственно. Согласно известному соотношению «масса–радиус» для белых карликов из [101], масса аккретора составляет  $M_1 = 0.61 \pm 0.05 M_{\odot}$ . Соответствующее найденным значениям радиуса и массы ускорение силы тяжести белого карлика  $\log g = 8.0 \pm 0.2$  хорошо согласуется с оценкой, полученной из формы спектрального распределения энергии. Радиус донора также согласуется с оценкой  $R_2 \approx 0.09 R_{\odot}$ , приведённой в работе [65]. Полученные параметры белого карлика и донора приведены в таблице 3.

Для оценки параметров аккреционного пятна использовались инфракрасные потоки, соответствующие середине яркой фазы ( $\varphi = 1.13$ ). Аппроксимация наблюдаемых потоков проводилась при фиксированных параметрах белого карлика и донора. Наилучшее описание наблюдений получено при локальном темпе аккреции  $\log \dot{m} = -3.6 \pm 0.2$  ( $[\dot{m}] = \text{г/см}^2/\text{с}$ ), значении угла  $\theta = 32^\circ \pm 6^\circ$  и магнитного поля  $B = 6.0 \text{ МГс}$ . Различие величины магнитной напряжённости с оценкой из [65] ( $\approx 7 \text{ МГс}$ ) может быть обусловлено как отличиями в моделях источника циклотронного излучения, так и в ширине анализируемых спектральных диапазонов. Значение магнитного поля  $\approx 7 \text{ МГс}$  также было получено в работе [63] по величине зеемановского расщепления и является функцией фазы

Таблица 3 — Параметры белого карлика и донора в V379 Vir.

| Параметр                 | Белый карлик                   | Донор                          |
|--------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| $T_{\text{eff}}$ [K]     | $10930 \pm 350$                | $1600 \pm 180$                 |
| $\log(g[\text{cm/s}^2])$ | $8.0 \pm 0.2$                  | 5.0(фикс.)                     |
| $\theta''$               | $(3.7 \pm 0.2) \times 10^{-7}$ | $(2.9 \pm 0.6) \times 10^{-6}$ |
| $R/R_{\odot}$            | $0.012 \pm 0.001$              | $0.095 \pm 0.018$              |
| $M/M_{\odot}$            | $0.61 \pm 0.05$                | $0.014 - 0.065^*$              |

\* В предположении заполнения донором полости Роша.

вращения белого карлика. Следует отметить, что варьирование параметра  $B$  в диапазоне 6 – 7 МГц слабо влияет на оценку темпа аккреции ( $\Delta \log \dot{m} < 0.2$ ). Сравнение наблюдаемых потоков в середине яркой фазы с их теоретическими значениями представлено на рис. 2.3.

Темп аккреции может быть оценен из углового диаметра аккреционного пятна и локального темпа аккреции как  $\dot{M} = \dot{m} S_{\text{spot}}$ , где  $S_{\text{spot}} \approx \pi \theta_{\text{cyc}}^2 d^2 / 4$  — площадь аккреционного пятна. Полученный таким образом темп аккреции равен  $\dot{M} = (6.4 \pm 2.8) \times 10^{-13} M_{\odot} / \text{год}$ . С другой стороны, темп массопереноса может быть вычислен из аккреционной светимости

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM_1 \dot{M}}{R_1}, \quad (2.4)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная. В работе [66] был определён непоглощённый рентгеновский поток  $F_x = 1.5 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Близкое значение было получено в работе [90] по данным наблюдений Swift/XRT:  $F_x \approx 1.2 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Источник V379 Vir также был зарегистрирован в рентгеновском обзоре неба eROSITA обсерватории Спектр-РГ [102], где для него был измерен поток  $F_x \approx 0.75 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Поскольку значение рентгеновского потока в работе [66] является фазово-усреднённым, из формы рентгеновской кривой блеска следует, что поток от аккреционного пятна в максимуме яркой фазы достигает  $F_x = 3 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Найденный поток циклотронного излучения составляет  $F_{\text{cyc}} = 3.5 \times 10^{-13}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Таким образом, полная аккреционная светимость системы равна  $L_{\text{acc}} = L_x + L_{\text{cyc}} = 1.84 \times 10^{30}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Из выражения (2.4) следует, что темп аккреции составляет  $\dot{M} = (3.1 \pm 0.3) \times 10^{-13} M_{\odot} / \text{год}$ . Полученное значение  $\dot{M}$  примерно

на порядок превышает ранее приведённую оценку  $3.4 \times 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$  [66]. Размер аккреционного пятна в полярах обычно характеризуется филлинг-фактором  $f = S_{\text{spot}}/4\pi R_{\text{wd}}^2$ , представляющим собой отношение площади пятна к полной площади поверхности аккретора. Для полярных типичные значения этого параметра составляют  $10^{-3} - 10^{-5}$ . Согласно полученной оценке размера аккреционного пятна в V379 Vir, значение филлинг-фактора составляет  $f = 0.017 \pm 0.008$ .

## 2.4 Анализ эмиссионной линии H $\alpha$

### 2.4.1 Лучевые скорости

Полученные на БТА спектральные ряды демонстрируют «синий» наклон континуума, наличие абсорбционных компонент зеемановского расщепления линий H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  и H $\delta$ , а также слабую эмиссию H $\alpha$  (см. рис. 2.4). На фазово-усреднённом спектре за 2007 год на фоне зеемановских компонент также выделяется эмиссия H $\beta$ . В целом спектральные особенности V379 Vir согласуются с ожидаемыми для слабоаккрецирующего замагниченного белого карлика, что ранее отмечалось в работе [63]. Зеемановские компоненты демонстрируют периодические смещения, обусловленные изменением конфигурации магнитного поля относительно наблюдателя. Положение слабой эмиссионной линии H $\alpha$  также изменяется с орбитальной фазой. Динамические спектры в областях линий H $\beta$  и H $\alpha$ , отражающие периодичность в положении зеемановских компонент, представлены на рис. 2.5.

Для анализа эмиссии H $\alpha$  необходимо выделить её на фоне абсорбционных  $\pi$  и  $\sigma^{\pm}$  компонент, положение которых изменяется в течение орбитального периода. С этой целью из окрестности линии H $\alpha$  предварительно вычитался уровень непрерывного спектра, аппроксимированный полиномом низкой степени. Далее абсорбционные компоненты описывались суммой трёх гауссиан вида  $A_i \exp[-(\lambda - \lambda_i^0)^2/2\sigma_i^2]$ , где индекс  $i$  соответствует компоненте расщепления ( $i = \pi, \sigma^-, \sigma^+$ ),  $A_i$  — амплитуда гауссианы,  $\sigma_i$  — стандартное отклонение, а  $\lambda_i^0$  — центральная длина волны соответствующей компоненты. При аппрокси-

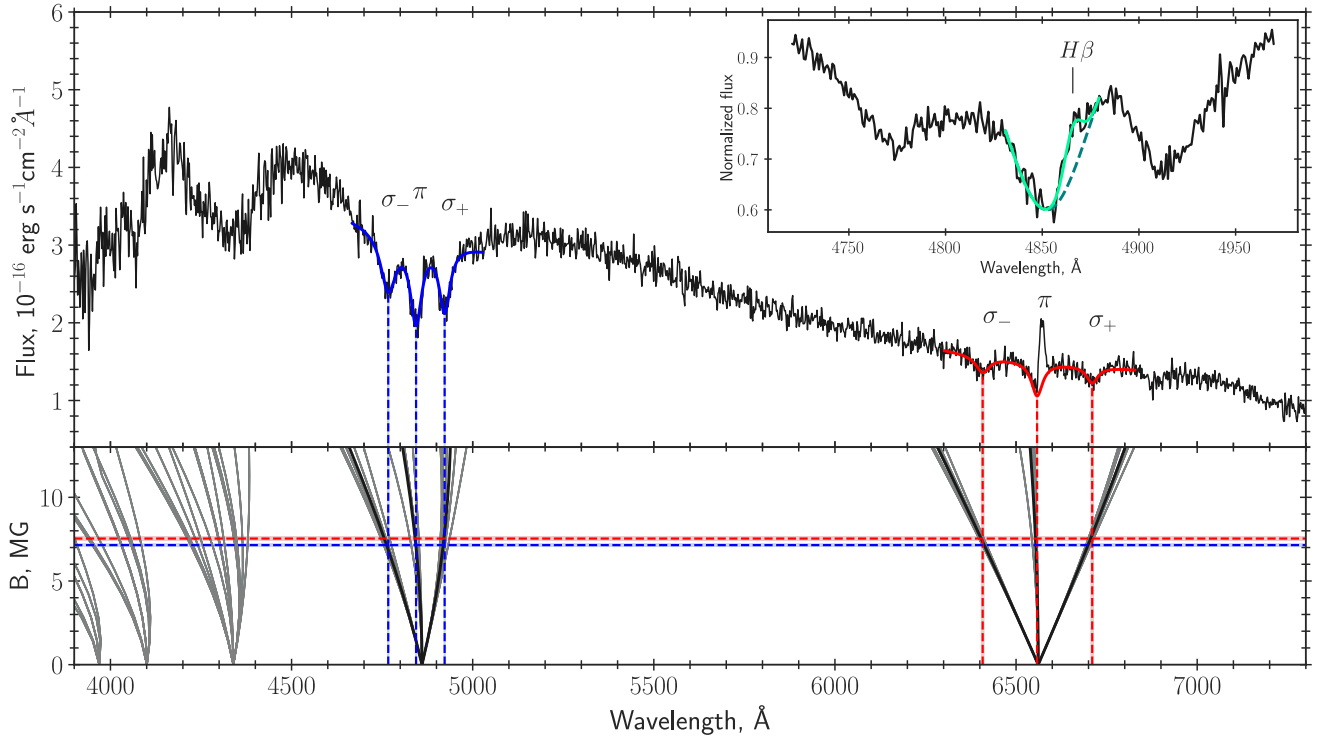


Рисунок 2.4 — Пример спектра V379 Vir (верхняя панель) и диаграмма зеемановского расщепления водородных линий (нижняя панель). Показан пример описания зеемановских триплетов H $\alpha$  и H $\beta$  набором профилей Лоренца. Вертикальными линиями отмечено положение компонент зеемановских триплетов. Вставка на верхней панели демонстрирует нормированный фазово-усреднённый спектр в области линии H $\beta$  со слабой эмиссией.

мации наблюдаемого спектра области, занятые эмиссией H $\alpha$ , исключались из рассмотрения. Параметры гауссиан (амплитуда, центральная длина волны и ширина) предполагались периодически меняющимися с орбитальной фазой по гармоническому закону  $f_{i,j}(\varphi) = a_{i,j} + b_{i,j} \sin[2\pi(\varphi - \varphi_{i,j}^0)]$ , где  $i = \pi, \sigma^-, \sigma^+$ , а индекс  $j$  соответствует параметру гауссианы ( $j = A, \lambda^0, \sigma$ ). Определение параметров движущихся гауссиан выполнялось методом наименьших квадратов, при этом минимизация функционала  $\chi^2$  осуществлялась симплекс-методом Нелдера–Мида. Динамический спектр подложки описан при значении критерия приведенного хи-квадрат  $\chi_v^2 = 1.33$ . На рис. 2.5 представлены динамические спектры окрестности линии H $\alpha$  до и после вычитания абсорбционной подложки.

Лучевые скорости эмиссии H $\alpha$  плохо описываются одной синусоидой, что указывает либо на наличие нескольких областей формирования эмиссии, либо на один протяжённый источник. Известно, что эмиссионные линии полярных часто имеют многокомпонентную структуру [103] и при невысоком спектраль-

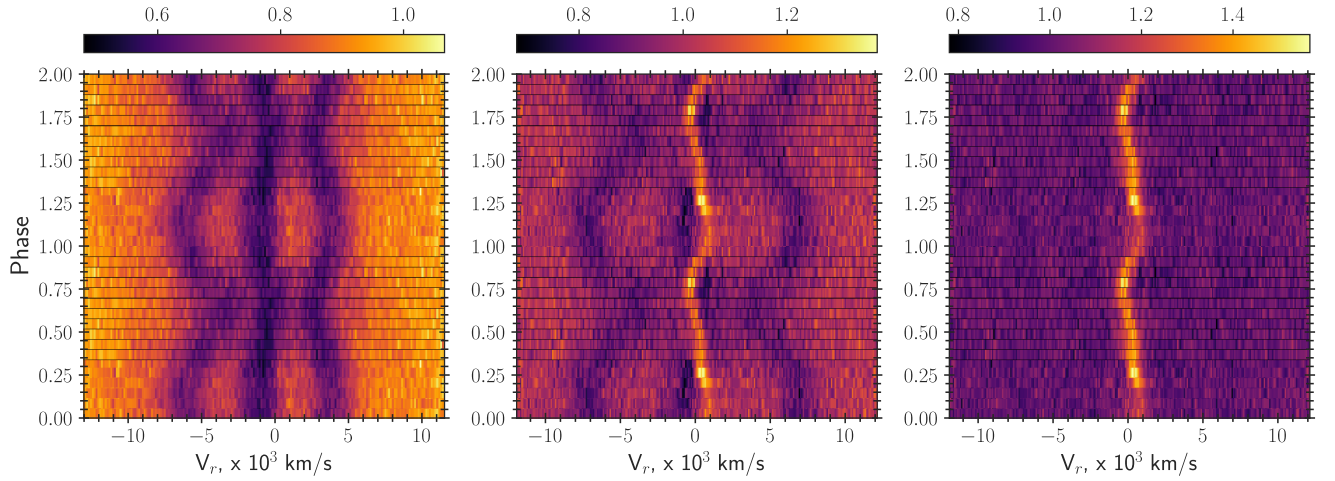


Рисунок 2.5 — Динамические спектры в области линий  $H\beta$  (панель слева) и  $H\alpha$  до (центральная панель) и после (панель справа) вычета абсорбционной подложки.

ном разрешении нередко удовлетворительно описываются двумя компонентами (см., например, [104; 105]). Для исследования поведения эмиссии  $H\alpha$  в V379 Vir предполагалось, что линия состоит из двух компонент с гауссовыми профилями. При этом ширины компонент считались постоянными, а лучевые скорости гауссиан изменялись синусоидально в течение орбитального периода. Амплитуды гауссиан подбирались индивидуально для каждого спектра. Параметры компонент линии (амплитуды и ширины гауссиан, полуамплитуды лучевых скоростей, начальные фазы и  $\gamma$ -скорости) определялись методом наименьших квадратов. Наилучшее описание динамического спектра (см. рис. 2.6) достигается комбинацией яркого и тусклого источников с полуамплитудами лучевых скоростей  $K_b = 320 \pm 13$  км/с и  $K_w = 989 \pm 27$  км/с, ширинами профилей  $\sigma_b = 391 \pm 8$  км/с и  $\sigma_w = 309 \pm 14$  км/с, а также гамма-скоростями  $\gamma_b = 120 \pm 10$  км/с и  $\gamma_w = -29 \pm 18$  км/с соответственно<sup>8</sup>. При этом лучевые скорости яркого источника отстают по фазе от скоростей тусклого источника на  $\Delta\phi = 0.16 \pm 0.01$ . Качество аппроксимации динамического спектра  $H\alpha$  характеризуется приведённым критерием  $\chi^2_v = 1.25$ , тогда как описание эмиссии одной гауссианой оказывается заметно хуже и даёт  $\chi^2_v = 1.63$ . В работе [63] предполагалось, что основная часть потока в эмиссии  $H\alpha$  формируется на поверхности донора. Полученная полуамплитуда лучевых скоростей яркого источника хорошо согласуется с их оценкой  $K = 320 \pm 20$  км/с. Интересно, что  $\gamma$ -скорость

<sup>8</sup>Следует учитывать, что лучевые скорости могут иметь неопределённость в несколько десятков км/с из-за неоднородной засветки щели SCORPIO-1.

тусклой компоненты примерно на 150 км/с меньше скорости яркой компоненты. Такое различие может свидетельствовать о выносе вещества аккреционной струи над орбитальной плоскостью магнитным полем белого карлика.

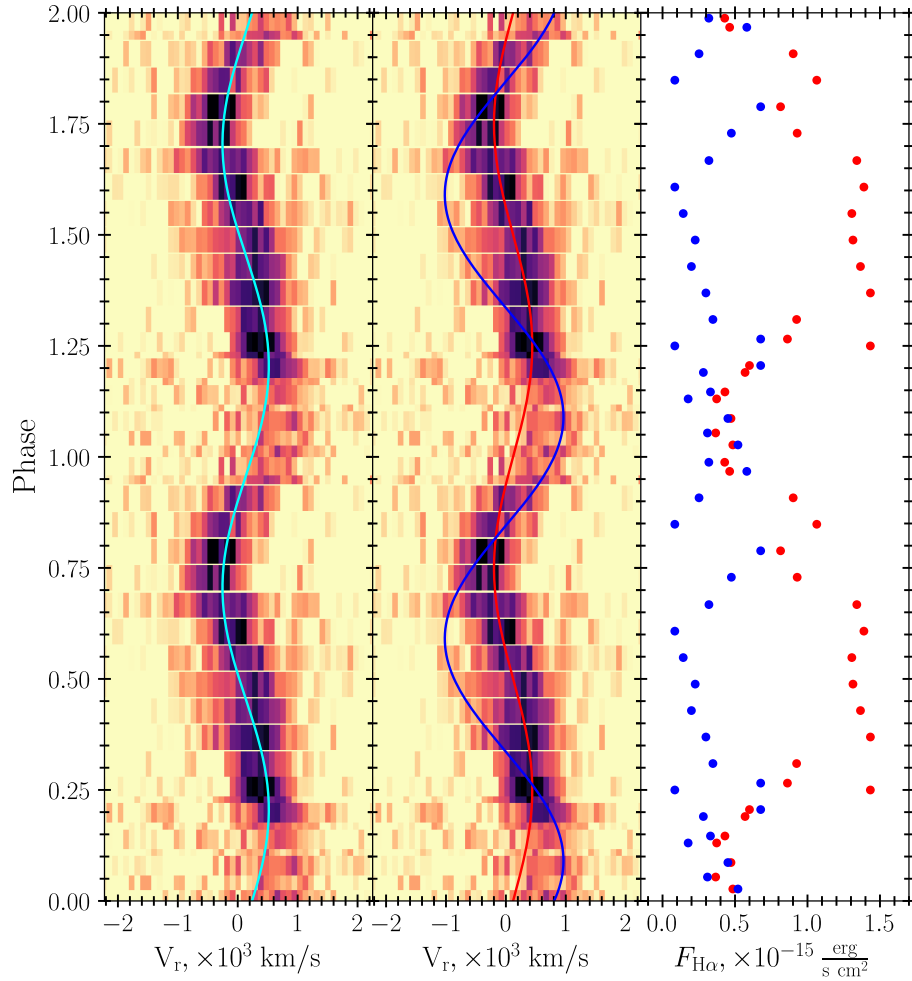


Рисунок 2.6 — Левая панель: динамический спектр эмиссии  $H\alpha$  с вычитенной подложкой. На спектр наложена кривая лучевых скоростей для одного источника. Центральная панель: тот же динамический спектр, но с наложенными кривыми лучевых скоростей яркой низкоскоростной (красная синусоида) и тусклой высокоскоростной (синяя синусоида) компонент. Правая панель: изменение полного потока в эмиссии  $H\alpha$  для яркой (красные точки) и тусклой (синие точки) компонент в течение периода.

### 2.4.2 Доплеровская томография

Метод доплеровской томографии позволяет на основе фазово-разрешенной спектроскопии восстанавливать распределение источников эмиссионных линий в пространстве скоростей. Обычно рассматривается двумерное пространство скоростей, базисные векторы которого лежат в орбитальной плоскости системы. Любая точка в таком пространстве определяется парой полярных координат: модулем скорости  $\mathbf{v}$  относительно центра масс системы (с точностью до множителя  $\sin i$ , где  $i$  — наклонение орбитальной плоскости) и углом  $\vartheta$ , задающим направление движения излучающей частицы. Как правило, угол  $\vartheta$  отсчитывается от линии, соединяющей центры масс компонент системы. Доплеровские томограммы могут быть представлены в двух проекциях: стандартной, в которой модуль скорости  $\mathbf{v}$  возрастает от центра к периферии, и вывернутой проекции, где координата  $\mathbf{v}$ , наоборот, убывает от центра томограммы к её краям. Последний вариант особенно удобен для исследования высокоскоростных структур, которые в стандартной проекции оказываются размазанными по большой площади (см. раздел 1.2.1).

Для восстановления доплеровских карт V379 Vir в линии H $\alpha$  использовался программный код [70], реализующий метод максимума энтропии. Поскольку эмиссия H $\alpha$  демонстрирует переменность потока (см. рис. 2.6), вызванную эффектами затмений или высокой оптической толщиной области излучения, применялся потокомодулированный вариант доплеровской томографии, предполагающий синусоидальное изменение интенсивности источников в течение орбитального периода [106]. Орбитальные фазы вычислялись в предположении, что яркая компонента линии формируется на облучаемой поверхности донора [63]. В рамках этого предположения фазе  $\varphi = 0$  соответствует нижнее соединение донора, при котором лучевая скорость яркой компоненты равна  $\gamma_b$ . Полученные доплеровские томограммы в стандартной и вывернутой проекциях представлены на рис. 2.7а. На карты нанесены положения яркого и тусклого источников, ранее найденные при декомпозиции динамического спектра движущимися гауссианами. Яркий источник располагается вблизи линии  $\vartheta = 90^\circ$ , т.е. его движение сонаправлено с движением донора. Это является прямым следствием принятой гипотезы о локализации источника на поверхности вторичного компонента. На доплеровские карты также наложена модель системы, постро-



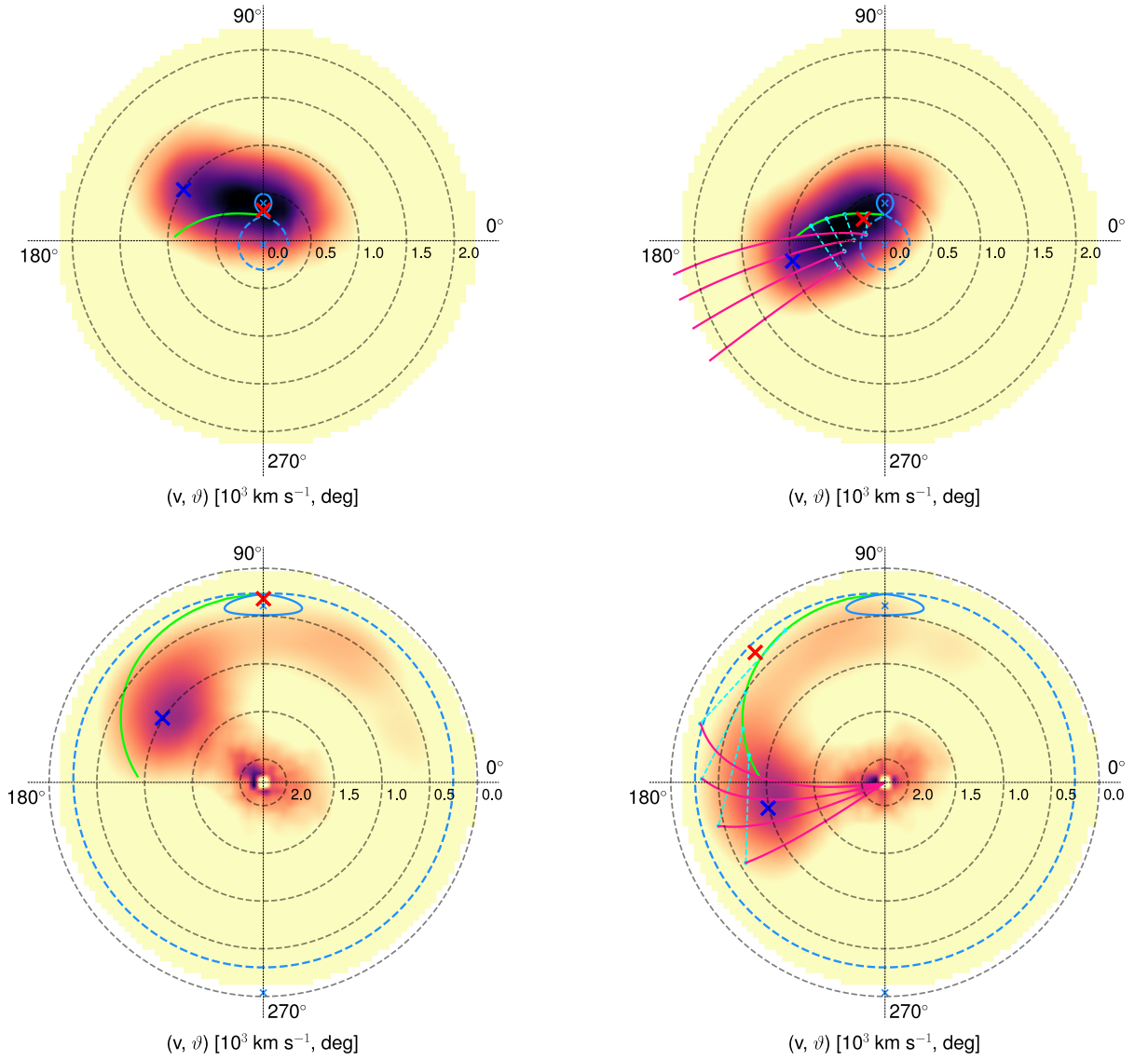


Рисунок 2.7 — Доплеровские томограммы V379 Vir в эмиссии  $H\alpha$ , вычисленные в предположении формирования яркой компоненты линии на облучаемой поверхности донора (а) и те же самые томограммы, повернутые на угол  $\Delta\vartheta \approx 45$  (b). На томограммах указаны центры яркости яркой (красный крестик) и тусклой (синий крестик) компонент. Зеленой линией указана баллистическая траектория аккреционной струи, а красными линиями — скорости частиц на магнитной траектории.

енная на основе найденных параметров компонент. Наклонение орбиты  $i \approx 60^\circ$  выбиралось из условия совмещения максимума интенсивности  $H\alpha$  с облучаемой поверхностью донора. Видно, что тусклая компонента обладает большей скоростью по сравнению с веществом, движущимся по баллистической траектории, и, вероятно, формируется в аккреционной струе после её захвата магнитным полем белого карлика. Однако в этом случае положение магнитного участка

струи оказывается нетипичным для полярных: обычно соответствующие области располагаются в третьей четверти доплеровской томограммы или вблизи неё (см., например, [103; 107]). Альтернативно можно предположить, что яркая компонента образуется не на поверхности донора, а в аккреционной струе вблизи точки Лагранжа  $L_1$ . Тогда томограмма может быть повернута на угол  $\Delta\vartheta \approx 45^\circ$  таким образом, чтобы максимум яркости яркой компоненты совпал с баллистической траекторией (см. рис. 2.7b). В этом случае положение тусклой компоненты оказывается согласованным с движением газа вдоль линий магнитного поля. Для иллюстрации на повернутые томограммы наложены траектории движения вещества вдоль линий магнитного поля при наклоне магнитного поля  $\beta = 25^\circ$  и долготе магнитного полюса  $\psi = 45^\circ$ .

### 2.4.3 Природа эмиссии $H\alpha$

В литературе обсуждались две гипотезы происхождения эмиссионной линии  $H\alpha$  в V379 Vir: 1) облучение поверхности донора рентгеновским излучением аккреционного пятна [63] и 2) хромосферная активность донора [108], локализованная преимущественно в окрестности точки Лагранжа  $L_1$ . Указание на то, что эмиссия  $H\alpha$  образуется не за счет эффекта переизлучения, можно найти из того, что поток в линии  $H\alpha$ , формирующийся в результате переизлучения, не должен превышать потока рентгеновского излучения, падающего на поверхность донора. В этом случае должно выполняться неравенство  $F_{H\alpha}/F_X \lesssim \Omega/4\pi$ , где  $F_{H\alpha} \approx 1.4 \times 10^{-15}$  эрг см $^{-2}$  с $^{-1}$  — поток в яркой компоненте эмиссии  $H\alpha$ ,  $F_X \approx 1.5 \times 10^{-13}$  эрг см $^{-2}$  с $^{-1}$  — рентгеновский поток [66], а  $\Omega$  — телесный угол, под которым донор виден со стороны белого карлика. В предположении, что коричневый карлик заполняет свою полость Роша, телесный угол можно оценить как  $\Omega = \pi(R_L/A)^2$ , где  $R_L$  — эффективный радиус полости Роша донора, а  $A$  — большая полуось орбиты. Отношение  $R_L/A$  связано с отношением масс компонент через выражение (2.7). Тогда, принимая массу белого карлика  $M_1 = 0.61 M_\odot$ , можно показать, что наблюдаемое отношение потоков при механизме переизлучения возможно только при массе донора  $M_2 > 0.08 M_\odot$ . Такое ограничение противоречит субзвёздной природе донора в V379 Vir, что указывает на иную природу эмиссии  $H\alpha$ .

Оценка отношения потоков в бальмеровских линиях может служить косвенным индикатором механизма формирования эмиссии. Фазово-усреднённые полные потоки в линиях  $H\alpha$  и  $H\beta$  составляют  $\langle F_{H\alpha} \rangle = 1.27 \times 10^{-15}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  и  $\langle F_{H\beta} \rangle = 4.56 \times 10^{-16}$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  соответственно. В этом случае бальмеровский декремент равен  $\langle F_{H\alpha} \rangle / \langle F_{H\beta} \rangle \approx 2.8$ , что характерно для механизма флуоресценции в оптически тонкой среде. Однако значение бальмеровского декремента не позволяет однозначно определить область формирования эмиссии из-за существенной неопределённости в оценке потока линии  $H\beta$ .

Доплеровские томограммы V379 Vir, исследованные в разделе 2.4.2, также вызывают сомнение относительно происхождения эмиссии  $H\alpha$  на поверхности донора. Основным источником излучения линии имеет вытянутую структуру и как минимум часть эмиссии  $H\alpha$  должна формироваться в аккреционной струе. В предположении формирования яркой компоненты  $H\alpha$  на доноре трудно интерпретировать полученные доплеровские томограммы «стандартной» моделью аккреции в поляре, включающей в себя баллистическую и магнитную траектории. Однако типичное для полярных распределение эмиссии получается при небольшом повороте томограммы, когда яркая компонента располагается на аккреционной струе. Наблюдаемые изменения потока в линии  $H\alpha$  можно интерпретировать затмениями частей аккреционной струи донором.

Похожие явления были замечены в низком состоянии поляра ВМ CrV [105]. В этой системе наблюдались затмения источника эмиссий, которые, на первый взгляд, очень похожи на заход области облучения за диск донора. Однако это не могло объяснить наблюдаемую ширину затмения и кривую лучевых скоростей эмиссий, из-за чего было предположено, что источником эмиссий является аккреционная струя вблизи донора. Другим примером является затменная система 1RXS J184542.4+483134, исследованная в работе [109]. В эмиссионных профилях этого поляра наблюдалась узкая компонента, поведение которой было очень похоже на область переизлучения. Однако доплеровская томография показывает, что эмиссионная компонента образуется на удалении от донора.

## 2.5 Магнитное поле белого карлика

### 2.5.1 Магнитная кривая

Как было отмечено в разделе 2.4.1, спектры V379 Vir содержат абсорбционные компоненты зеемановского расщепления линий  $H\alpha$  и  $H\beta$ , положение которых изменяется с орбитальным периодом и, следовательно, с периодом вращения белого карлика. Для определения положений  $\sigma^\pm$  и  $\pi$  компонент их суммарный профиль аппроксимировался комбинацией трёх профилей Лоренца вида  $f(\lambda) = A\gamma^2/(\gamma^2 + (\lambda - \lambda_0)^2)$ , где  $\lambda_0$  соответствует центральной длине волны компоненты расщепления, а параметры  $A$  и  $\gamma$  определяют амплитуду и ширину профиля. Эмиссионная линия  $H\alpha$  предварительно была удалена из спектров. Неопределённости положений компонент оценивались методом Монте-Карло. Для измерения магнитного поля белого карлика были рассчитаны энергии разрешённых переходов в атоме водорода, находящемся в сильном магнитном поле. Вычисление энергетического спектра выполнялось с использованием программного кода [74]. Соответствующие длины волн переходов на второй энергетический уровень, формирующих линии  $H\alpha$  и  $H\beta$ , для диапазона магнитных полей  $B \in 0 - 13$  МГс представлены на нижней панели рис. 2.4.

Аналогичным образом магнитное поле было определено для каждого спектра из двух сетов наблюдений. Полученная кривая изменения магнитного поля в зависимости от орбитальной фазы представлена на верхней панели рис. 2.8. Видно, что напряжённость магнитного поля изменяется почти синусообразно в пределах  $B \in 4.5 - 7.5$  МГс. Сравнение магнитной кривой с оптическими кривыми блеска на нижней панели рис. 2.8 показывает, что максимум магнитного поля близок к фазе максимального блеска системы. Это указывает на аккрецию вещества в окрестности магнитного полюса белого карлика.

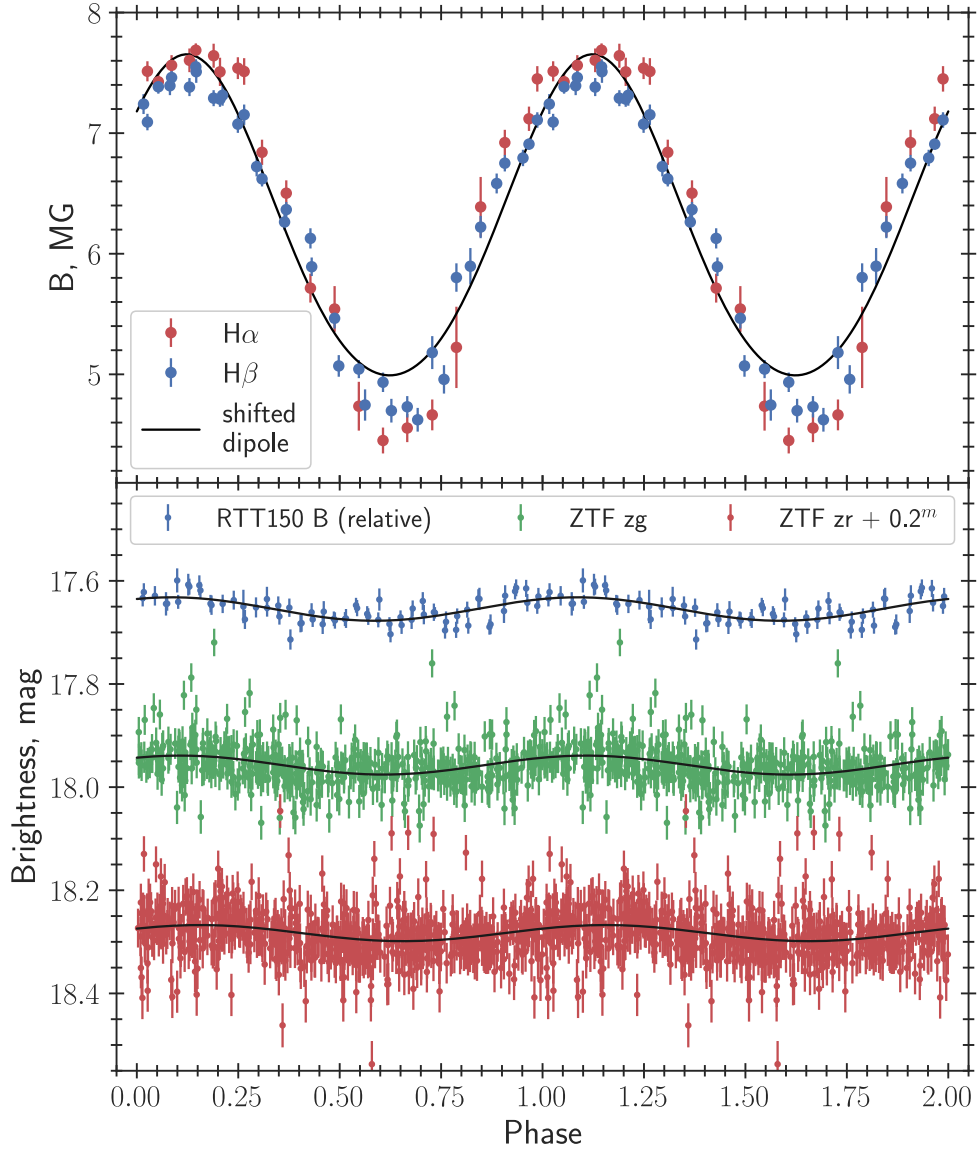


Рисунок 2.8 — Верхняя панель: кривая изменения среднего магнитного поля V379 Vir, полученная по зеемановскому расщеплению линий  $H\alpha$  и  $H\beta$ , на которую наложена модель смещенного диполя. Нижняя панель: кривые блеска V379 Vir из наблюдений ZTF и PTT-150.

### 2.5.2 Топология магнитного поля

Восстановление конфигурации магнитного поля белого карлика выполнялось в приближении смещённого диполя. Данная модель задаётся следующим набором параметров:  $i$  — наклонение оси вращения белого карлика к лучу зрения,  $\beta$  — наклонение оси магнитного диполя относительно оси вращения,  $\psi$  — долгота магнитного полюса, отсчитываемая от направления на донор,  $B_0$  — индукция магнитного поля на магнитном полюсе,  $a$  — смещение цен-

тра магнитного диполя относительно центра белого карлика (в единицах  $R_{\text{wd}}$ ). Поверхность белого карлика разбивалась на  $n$  малых площадок, каждой из которых сопоставлялось значение локального магнитного поля

$$B = \frac{B_0}{2} \left( \frac{1-a}{r} \right)^3 (3 \cos^2 \eta + 1)^{1/2}, \quad (2.5)$$

где  $\eta$  — полярный угол площадки,  $r = (1 + a^2 - 2a \cos \eta)^{1/2}$  — расстояние от центра площадки до центра диполя (в единицах  $R_{\text{wd}}$ ).

Наблюдаемое значение магнитного поля  $\bar{B}$  на некоторую фазу вращения  $\varphi$  находится интегрированием локального магнитного поля по диску белого карлика:

$$\bar{B}(\varphi) = \frac{\sum_{i=1}^n B_i S_i L_i(\varphi) \cos \gamma_i(\varphi)}{\sum_{i=1}^n S_i L_i(\varphi) \cos \gamma_i(\varphi)}, \quad (2.6)$$

где индекс  $i$  обозначает номер площадки,  $\gamma_i$  — угол между нормалью к площадке и лучом зрения на фазе  $\varphi$ ,  $S_i$  — площадь сегмента ( $S_i = 0$ , если  $\cos \gamma_i < 0$ ),  $B_i$  — значение локального магнитного поля,  $L_i = 1 - c(1 - \cos \gamma_i)$  — линейная функция потемнения диска к краю. Параметр потемнения был принят равным  $c = 0.38$ , что соответствует атмосфере белого карлика с  $T_{\text{eff}} = 11000$  К,  $\log g = 8.0$  и длине волны  $\approx 470$  нм [110]. Подгонка модельной магнитной кривой к наблюдаемым данным выполнялась методом наименьших квадратов с использованием алгоритма оптимизации Нелдера–Мида.

На рис. 2.9 представлена карта приведённого хи-квадрат в плоскости параметров  $i - a$ . Угол наклона  $i$  варьировался в пределах от  $50^\circ$  до  $80^\circ$ . Нижняя граница диапазона наклонов получена из предположения о формировании эмиссии  $\text{H}\alpha$  на поверхности донора, тогда как верхняя граница определяется отсутствием затмений белого карлика. Для каждой пары параметров  $(i, a)$  находились ориентация магнитного диполя (углы  $\beta, \psi$ ) и индукция магнитного поля  $B_0$ . На карту приведённого хи-квадрат также нанесены изолинии найденных значений магнитного поля  $B_0$ . Из рисунка видно, что удовлетворительное описание магнитной кривой достигается только при больших смещениях магнитного диполя, при которых магнитная напряжённость на полюсе  $B_0$  достигает нескольких десятков мегагаусс. Однако столь высокие значения  $B_0$  представляются сомнительными ввиду сравнительно малой индукции

магнитного поля в аккреционном пятне ( $B_{\text{spot}} \approx 6 - 7$  МГс; [63]), расположенном вблизи магнитного полюса.

На рис. 2.8 показано наилучшее описание магнитной кривой, полученное при наклонении орбиты  $i = 60^\circ$  и индукции магнитного поля на полюсе  $B_0 = 13$  МГс  $\approx 2B_{\text{spot}}$  ( $a = 0.17$ ). Ориентация магнитного диполя при этом определяется углами  $\beta = 23.8^\circ$  и  $\psi = 45.9^\circ$ . Видно, что модель смещённого диполя недостаточно хорошо воспроизводит минимум магнитной кривой. Геометрическая модель системы, соответствующая найденной ориентации диполя и параметрам компонент, представлена на рис. 2.10.

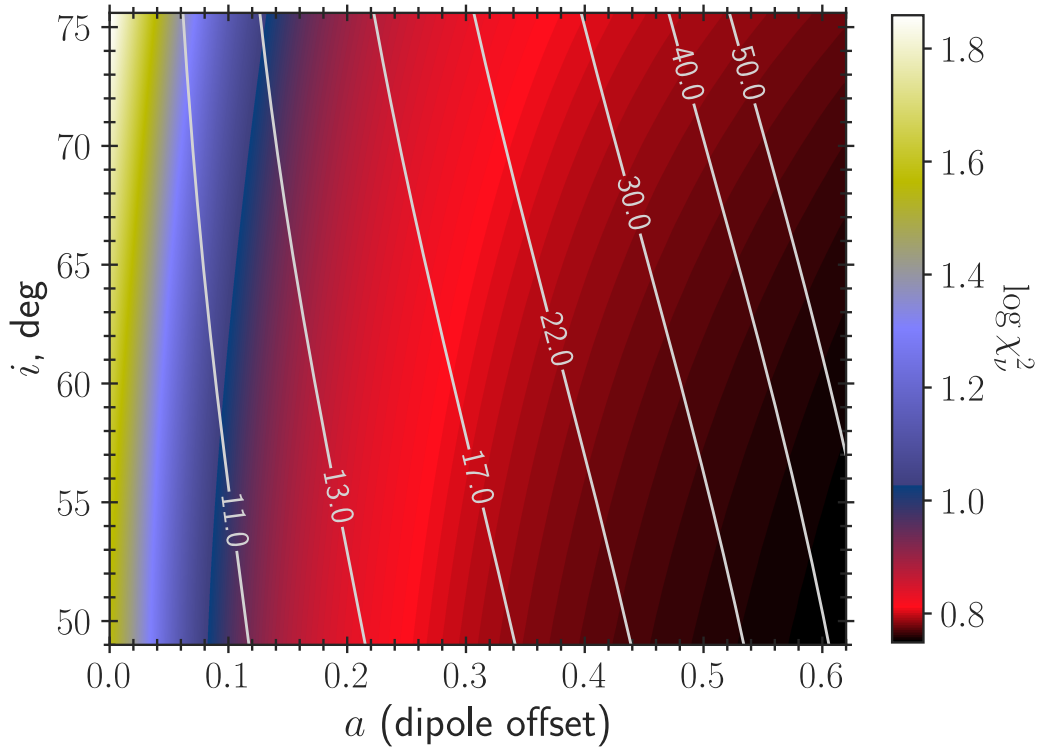


Рисунок 2.9 — Карта распределения логарифма  $\chi_v^2$  в плоскости  $i - a$ . На карту нанесены изолинии индукции магнитного поля на магнитном полюсе  $B_0$ .

## 2.6 Природа V379 Vir

Согласно [111], эффективный радиус  $R_L$  звезды, заполняющей свою полость Роша, можно оценить по формуле

$$R_L/A = \frac{0.5126q^{0.7388}}{0.6710q^{0.7349} + \ln(1 + q^{0.3983})}, \quad (2.7)$$

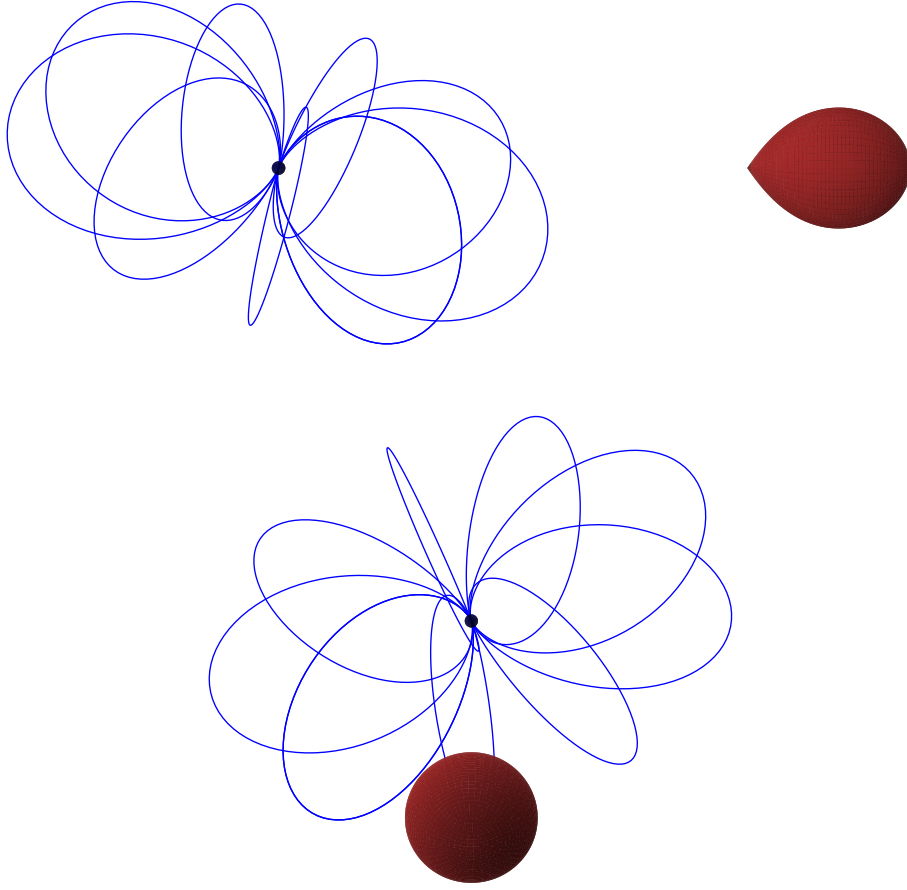


Рисунок 2.10 — Конфигурация магнитного поля белого карлика относительно донора в модели V379 Vir. Показан вид системы в орбитальных фазах  $\varphi = 0$  (снизу) и  $\varphi = 0.25$  (сверху).

где  $A = (M_2(1 + 1/q)P_{\text{orb}}^2)^{1/3}$  — большая полуось системы,  $q = M_2/M_1$  — отношение масс компонентов. Выражение (2.7) представляет собой уточнение формулы [112] для политропных моделей звёзд с показателем политропы  $n = 3/2$ , которые лучше описывают полностью конвективные доноры. На рис. 2.11 показана зависимость радиуса полости Роша донора от его массы, рассчитанная для массы белого карлика в V379 Vir  $M_1 = 0.61 \pm 0.05 M_\odot$ . Видно, что масса донора не должна быть ниже  $0.014 M_\odot$ . Предполагая, что масса донора не превышает  $0.065 M_\odot$  (т.е. максимальной массы период-баунсера; [113]), можно получить ограничение на фактор заполнения полости Роша:  $R_2/R_L \gtrsim 0.67$ .

Интересно сравнить полученный темп аккреции в V379 Vir с ожидаемым эволюционным темпом массопереноса, обусловленным потерей системой углового момента вследствие излучения гравитационных волн. Согласно [59], темп аккреции с донора, заполняющего свою полость Роша, имеет нижний предел

$$|\dot{M}| \geq \frac{M_2}{\tau_{gr}} \left( \frac{2}{3} - \frac{M_2}{M_1} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$



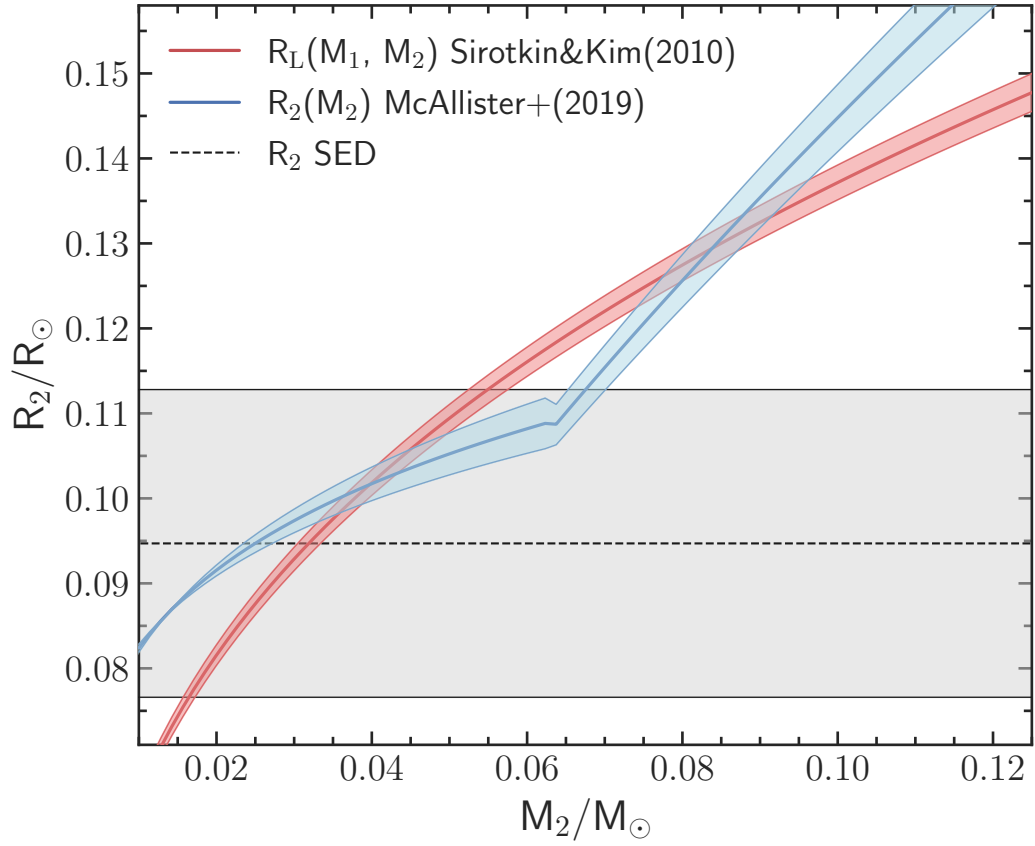


Рисунок 2.11 — Зависимость эффективного радиуса полости Роша  $R_L$  от массы донора  $M_2$  (красная линия). Закрашенной серой областью показан полученный диапазон допустимых значений радиуса донора  $R_2$ . Синей линией представлена полуэмпирическая зависимость  $R_2 - M_2$  из работы [113].

где шкала потери углового момента за счёт излучения гравитационных волн  $\tau_{gr}$  определяется выражением

$$\tau_{gr}^{-1} = \frac{32}{5} \frac{G^{5/3}}{c^5} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/3}} \left( \frac{2\pi}{P_{orb}} \right)^{8/3}. \quad (2.9)$$

Подставляя в выражения (2.8) и (2.9) найденные параметры V379 Vir, получаем ограничение на темп аккреции  $\dot{M} \geq 2 \times 10^{-11} M_\odot/\text{год}$ . Этот предел на два порядка превышает найденное значение  $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$ .

Возможно два варианта для объяснения пониженного темпа аккреции в V379 Vir. Первый вариант предполагает пребывание V379 Vir в низком состоянии. Известно, что долговременные кривые блеска полярных областей демонстрируют нерегулярные смены высокого и низкого состояний, различающихся на несколько звёздных величин. Такие переходы обусловлены изменением темпа аккреции на белый карлик. Причина изменения темпа аккреции в полярных областях остается дискуссионной, однако наиболее распространённая интерпретация связывает

подавление массопереноса с магнитной активностью донора [56; 57]. Предполагается, что при концентрации фотосферных пятен вблизи точки Лагранжа  $L_1$  их магнитное поле препятствует истечению вещества через внутреннюю точку Лагранжа, переводя систему в низкое состояние.

Долговременная кривая блеска V379 Vir не демонстрирует значимых изменений блеска за последние  $\approx 20$  лет наблюдений. Таким образом, если низкий темп аккреции в V379 Vir соответствует низкому состоянию, то оно выделяется своей необычно высокой продолжительностью на фоне большинства известных полярков. Тем не менее, известны случаи долговременного пребывания полярков в низком состоянии. Например, короткопериодический ( $P_{\text{orb}} \approx 87$  мин) поляр EF Eri находился в низком состоянии не менее 10 лет [61]. Следует также отметить, что найденный темп аккреции согласуется с оценками для полярков в низком состоянии. Так, в работе [114] для AR UMa в низком состоянии был получен темп аккреции  $\dot{M} \sim 1.7 \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ . В работе [61] для EF Eri была оценена аккреционная светимость в низком состоянии  $L_{\text{acc}} = 2.4 \times 10^{30} (d/100 \text{ пк})^2 \text{ эрг/с}$ , что соответствует темпу аккреции  $\dot{M} \sim 5 \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$  при расстоянии  $d = 160$  пк и массе белого карлика  $M_1 \sim 0.9 M_{\odot}$  [115]. Кроме того, в [116] для выборки полярков в низком состоянии была получена типичная рентгеновская светимость  $L_X \sim 10^{30} \text{ эрг/с}$ , с которой согласуется оценка рентгеновской светимости V379 Vir.

Следуя [59], звёздный ветер L–M карликов должен поддерживаться нагревом атмосферы корональным рентгеновским излучением. В работе [66] было получено ограничение на рентгеновскую светимость V379 Vir в минимуме блеска (когда аккреционное пятно скрыто за диском белого карлика)  $L_X \lesssim 10^{27} \text{ эрг с}^{-1}$ , которое можно принять за ограничение на корональное излучение донора. Тогда, согласно формулам [59], ожидаемый темп потери массы через звёздный ветер составляет  $\sim 10^{-15} M_{\odot}/\text{год}$ , что на два порядка ниже найденной оценки темпа аккреции. Измерение темпа потери массы через звёздный ветер у коричневых карликов представляет собой сложную задачу. Недавно в работе [117] был выполнен анализ спектров белых карликов, чьи атмосферы «загрязнены» ветром их спутников — коричневых карликов. Авторы получили ограничение на темп потери массы L-карликов  $\dot{M} \lesssim 5 \times 10^{-17} M_{\odot}/\text{год}$ . Таким образом, предположение о длительном низком состоянии V379 Vir выглядит более правдоподобным, чем сценарий ветровой аккреции. Стоит также отметить, что если донор в V379 Vir заполняет свою полость Роша, то его масса должна

лежать в диапазоне  $M_2 \in 0.014 - 0.065 M_\odot$  (см. рис. 2.11). Если для магнитных систем справедлива полуэмпирическая зависимость  $R_2 - M_2$ , приведённая в работе [113], то масса донора в V379 Vir должна составлять  $M_2 \approx 0.04 M_\odot$ , а его эффективный радиус —  $R_2 \approx 0.1 R_\odot$  (см. рис. 2.11).

## 2.7 Заключение к главе 2

В данной главе представлены результаты комплексного фотометрического и спектроскопического исследования поляра V379 Vir, содержащего коричневый карлик и находящегося на стадии период-баунсера. На основе анализа долговременных фотометрических наблюдений, охватывающих около 20 лет, показано, что система длительное время пребывает в состоянии низкого темпа массопереноса без выраженных переходов между высокими и низкими состояниями, характерных для большинства полярных систем. По данным инфракрасных наблюдений уточнён орбитальный период системы  $P_{\text{orb}} = 88.426 \pm 0.001$  мин.

В результате моделирования спектрального распределения энергии определены параметры компонент системы. Для белого карлика получены оценки температуры  $T_{\text{eff},1} = 10930 \pm 350$  K, массы  $M_1 = 0.61 \pm 0.05 M_\odot$  и радиуса  $R_1 = 0.012 \pm 0.001 R_\odot$ . Для вторичного компонента получены параметры, соответствующие коричневому карлику спектрального класса L6–L8:  $T_{\text{eff},2} = 1600 \pm 180$  K и  $R_2 = 0.095 \pm 0.018 R_\odot$ . Моделирование циклотронного излучения позволило оценить полный темп аккреции  $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$ , характерный для полярных систем в низком состоянии. Полученное значение существенно превышает ожидаемый уровень ветровой аккреции с коричневого карлика, что подтверждает интерпретацию V379 Vir как полярной системы, длительное время находящегося в низком состоянии.

Перспективной представляется методика моделирования спектрального распределения энергии в LARP-системах. Моделирование формы спектрального распределения энергии дает оценки темпа аккреции, близкие к значениям, найденным из аккреционной светимости, определяемой суммой рентгеновского и циклотронного излучения. Для V379 Vir потребовались наблюдения инфракрасного космического телескопа Spitzer. Однако для систем с более сильными магнитными полями ( $\sim 30 - 70$  МГц) значительная часть циклотронного из-

лучения может быть исследована по наземным наблюдениям в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Кроме того, низкая рентгеновская светимость LARP-систем затрудняет проведение их рентгеновских наблюдений.

Анализ фазово-разрешенной спектроскопии V379 Vir показал, что основная часть эмиссионного потока в линии H $\alpha$  формируется в аккреционной струе вблизи точки  $L_1$ , а не на поверхности донора. Установлено, что профиль линии H $\alpha$  удовлетворительно описывается двумя компонентами с полуамплитудами лучевых скоростей  $K_b = 320 \pm 13$  км/с и  $K_w = 989 \pm 27$  км/с, между которыми наблюдается фазовый сдвиг  $\Delta\phi = 0.16 \pm 0.01$ . Доплеровские карты указывают на наличие как баллистической части аккреционного потока, так и области движения вещества вдоль магнитных силовых линий белого карлика.

Впервые для V379 Vir построена магнитная кривая, отражающая вращательную переменность наблюдаемого магнитного поля белого карлика в пределах 4.5 – 7.5 МГц. Установлено, что максимальная напряжённость магнитного поля соответствует фазе максимума оптического блеска системы, что согласуется с аккрецией вещества в окрестности магнитного полюса белого карлика. Моделирование магнитной кривой указывает на сложную топологию магнитного поля, отличающуюся от дипольной конфигурации.

Для подтверждения гипотезы о формировании эмиссии H $\alpha$  необходимы дальнейшие фазово-разрешенные спектроскопические наблюдения с более высоким спектральным разрешением и отношением сигнал-шум. Определение природы линии H $\alpha$  имеет важное значение для оценки масс компонентов магнитных период-баунсеров, поскольку вторичный компонент в таких системах крайне слабый, а моделирование излучения магнитных белых карликов сопряжено со значительными трудностями. V379 Vir представляет значительный интерес для изучения топологии магнитных полей белых карликов в тесных двойных системах. Перспективными являются дальнейшие спектрополяриметрические исследования системы, позволяющие выполнить доплер-зеemanовское картирование поверхности белого карлика.

## Глава 3. Поляр IL Leo в состоянии низкого темпа аккреции

### 3.1 Введение

Источник IL Leo (также известный как SDSS J103100.55+202832.1) был впервые классифицирован [118] как поляр с низким темпом аккреции. Было показано, что спектр данной катаклизмической переменной содержит циклотронные гармоники, соответствующие магнитному полю  $B = 42$  МГц, а измеренный орбитальный период  $P_{\text{orb}} \approx 82$  мин оказался довольно коротким для подобных систем. На основе полученной низкой оценки темпа аккреции  $\dot{M} \sim 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$  авторы предположили, что массоперенос происходит преимущественно за счёт звёздного ветра вторичного компонента, а не в результате заполнения его полости Роша. Ультрафиолетовые наблюдения обсерватории GALEX [92] выявили фотометрическую переменность, которая может быть описана моделью горячего пятна с эффективной температурой  $T_{\text{eff}} \approx 13000$  К на поверхности белого карлика. Из оптической фазово-разрешённой спектроскопии [119] обнаружено изменение формы циклотронных гармоник в течение орбитального периода, наличие слабой эмиссии H $\alpha$  и разделение абсорбционных линий белого карлика на отдельные компоненты в результате эффекта Зеемана. По данным рентгеновских наблюдений телескопа eROSITA на борту космической обсерватории Спектр-РГ, в работе [120] определили рентгеновский поток на уровне  $F_x = (6.71 \pm 0.55) \times 10^{-13}$  эрг с $^{-1}$  см $^{-2}$ . Ранее IL Leo классифицировался как предполяр (pre-polar), однако сравнительно недавний анализ фотометрии ZTF [121] продемонстрировал, что система способна переходить в состояния с более высоким темпом аккреции. Это обстоятельство подтверждает её принадлежность к полуразделённым двойным системам. По совокупности наблюдательных характеристик IL Leo во многом напоминает поляр EF Eri, который на протяжении длительного времени находился в низком состоянии.

В данной главе представлено детальное изучение кандидата в период-баунсеры IL Leo на основе многоволновых фотометрических данных в сочетании с фазово-разрешённой спектроскопией, полученной на 8-м телескопе VLT Паранальской обсерватории и 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук.

## 3.2 Наблюдения и обработка данных

### 3.2.1 Спектроскопия БТА

Спектральные оптические наблюдения  $\Pi$  Leo проводились Саркисяном А. Н. в ночь 26/27 февраля 2023 года на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН). Телескоп был оснащён фокальным редуктором SCORPIO-1<sup>1</sup> [81], используемым в режиме длиннощелевой спектроскопии. Конфигурация с установленной объёмной фазовой голографической решёткой VPHG550G (550 шт  $\text{мм}^{-1}$ ) и щелью шириной  $1.2''$  обеспечила непрерывное спектральное покрытие в диапазоне длин волн от 3800 до 7500 Å при спектральном разрешении  $\Delta\lambda \approx 12$  Å. Во время наблюдений качество звёздного изображения составляло около  $2''$ . Всего было получено 18 спектров с индивидуальным временем экспозиции 300 с, охватывающих полный орбитальный период  $\Pi$  Leo.

Обработка фазово-разрешённой спектроскопии выполнялась стандартными методами редукции длиннощелевых спектров с помощью программного пакета PYRAF<sup>2</sup>. Предварительная редукция включала коррекцию электронного смещения путём вычитания усреднённого bias-кадра, удаление следов космических частиц с использованием алгоритма L.A.Cosmic [82], а также коррекцию неоднородностей чувствительности детектора по кадрам плоского поля. Построение дисперсионного решения осуществлялось при помощи двумерного спектра калибровочной He–Ne–Ar лампы. На основе идентификации эмиссионных линий лампы выполнялось преобразование координат пикселей в шкалу длин волн, а также исправление геометрических искажений спектральных изображений. Одномерные спектры источника были получены методом оптимальной экстракции согласно алгоритму [83], обеспечивающему максимальное отношение сигнал/шум при учёте профиля источника вдоль щели. Абсолютная калибровка спектральных потоков проводилась по наблюдениям спектрофотометрического стандарта HZ44, полученного в ту же ночь при аналогичных

<sup>1</sup>Описание прибора SCORPIO-1 можно найти по адресу <https://www.sao.ru/hq/lisfvo/devices/scorpio/scorpio.html>

<sup>2</sup>Пакет PyRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io/pyraf.html>

атмосферных условиях. Спектр стандарта также использовался для коррекции теллурических полос поглощения, обусловленных атмосферными линиями  $O_2$  и  $H_2O$ . Моменты спектральных наблюдений были приведены к серединам экспозиций и переведены в формат барицентрических юлианских дат (BJD). Кроме того, были учтены барицентрические поправки к лучевым скоростям.

### 3.2.2 Архивные спектры VLT

Для проведения наиболее комплексного анализа дополнительно были привлечены оптические данные из научного архива ESO<sup>3</sup>. Фазово-разрешенная спектроскопия IL Leo также выполнялась в ночь 16/17 апреля 2017 года на 8-м телескопе VLT/UT2 Паранальской обсерватории (Чили) с установленным эшелле-спектрографом среднего разрешения X-shooter. Входящий свет от источника разделяется прибором на три диапазона: UVB (300 – 560 нм), VIS (560 – 1024 нм) и NIR (1024 – 2480 нм), которые независимо регистрируются в соответствующих плечах спектрографа. Результаты наблюдений были ранее опубликованы в работе [119] и представлены в таблице 4. Была выполнена независимая обработка исходных данных с помощью специализированного пайплайна в программном пакете ESOREFLEX (версия 2.11.5). Для очистки спектров видимого диапазона (VIS) от теллурических линий применялась программа MOLECFIT [122; 123]. Наборы спектров UVB и VIS были получены с разными временами экспозиций, что привело к небольшим различиям в фазах моментов наблюдений. Для сшивки спектров в двух диапазонах, соответствующих одинаковым фазам, были составлены интерполяционные сетки на основе кубического сплайна. NIR-спектры оказались сравнительно зашумлёнными и не использовались для последующего анализа. Журнал спектральных наблюдений приведён в таблице 4.

---

<sup>3</sup>Научный архив ESO доступен по адресу <https://archive.eso.org/>

Таблица 4 — Журнал спектральных наблюдений IL Leo. Перечислены используемые телескопы и приборы, наблюдательные ночи, продолжительность наблюдений ( $\Delta t_{\text{obs}}$ ), количество полученных изображений ( $N$ ), регистрируемый спектральный диапазон, а также время экспозиции ( $t_{\text{exp}}$ ).

| Телескоп/<br>Прибор | Дата,<br>UT     | $\Delta t_{\text{obs}}$ ,<br>мин | $N$ | Диапазон,<br>Å | $t_{\text{exp}}$ ,<br>с |
|---------------------|-----------------|----------------------------------|-----|----------------|-------------------------|
| БТА/SCORPIO-1       | 26/27 Фев. 2023 | 91                               | 18  | 3800–7300      | 300                     |
| VLT/X-shooter UVB   | 16/17 Апр. 2017 | 115                              | 20  | 3000–5600      | 300                     |
| VLT/X-shooter VIS   | 16/17 Апр. 2017 | 115                              | 18  | 5600–10000     | 334                     |
| VLT/X-shooter NIR   | 16/17 Апр. 2017 | 114                              | 22  | 10000–24000    | 300                     |

### 3.2.3 Фотометрические данные

Для исследования оптической переменности IL Leo на продолжительной временной шкале использовались данные фотометрических обзоров неба, включая CSS (Catalina Sky Survey; [84]), ZTF (Zwicky Transient Facility; [85]), Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System; [86]), PTF (Palomar Transient Factory; [87]) и Gaia DR3 [97].

Согласно [92], источник наблюдался на космической ультрафиолетовой обсерватории GALEX в полосах  $FUV$  и  $NUV$  в феврале 2008 года. При этом суммарное время накопления сигнала составило 11136 с. Извлечение данных из архива фотонных событий и апертурная фотометрия выполнены с помощью программной библиотеки GPHOTON [124]. Полученные кривые блеска сбиннированы с временным интервалом 300 с. Дополнительно ультрафиолетовые потоки были извлечены из архивных наблюдений телескопа Swift/UVOT в фильтрах  $UVM2$  и  $UVW1$ . Для этого выполнена апертурная фотометрия с применением команды `uvotmaghist` в составе программного пакета HEASOFT<sup>4</sup>.

Несмотря на относительную близость IL Leo, была сделана оценка величины экстинкции на луче зрения при помощи трехмерных карт межзвездного поглощения [125] с использованием Python-библиотеки DUSTMAPS<sup>5</sup>. В соответ-

<sup>4</sup>Программный пакет HEASoft доступен по адресу <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/>

<sup>5</sup>Библиотека DUSTMAPS для работы с картами межзвездного поглощения доступна по адресу <https://dustmaps.readthedocs.io/>



ствии с координатами источника и расстоянием до него  $d = 518 \pm 61$  пк, полученным из параллакса Gaia DR3 [97], избыток цвета оказался равен  $E(B - V) = 0.0238^{+0.0002}_{-0.0004}$ . Наблюдаемые фотометрические и спектральные потоки, которые в дальнейшем использовались при моделировании, были скорректированы на величину межзвездного поглощения согласно [98].

### 3.3 Исследование фотометрии

#### 3.3.1 Долговременная переменность

На основе данных фотометрических обзоров была построена долговременная оптическая кривая блеска IL Leo, охватывающая примерно 20 лет наблюдений (рис. 3.1). Наряду с орбитальной переменностью, достигающей  $\sim 1 - 2^m$ , источник демонстрирует долговременные изменения яркости амплитудой  $\sim 2 - 3^m$  на временных масштабах в несколько лет. При этом амплитуда орбитальной модуляции возрастает в красных фотометрических фильтрах, что указывает на значительный вклад циклотронного излучения в переменность. Анализ фотометрии позволяет условно выделить низкое состояние со средней звёздной величиной  $\langle g \rangle \sim 20^m$ , высокое состояние  $\langle g \rangle \sim 17^m$  и промежуточное состояние  $\langle g \rangle \sim 18.5^m$ . Подобная амплитуда переменности является типичной для полярных и отражает изменения темпа массопереноса в системе. За всё время наблюдений IL Leo как минимум трижды переходила из низкого состояния в более высокое. Данное поведение по данным ZTF также было отмечено в работе [121].

#### 3.3.2 Вращательная переменность

Для уточнения орбитального периода IL Leo были отобраны фотометрические данные, соответствующие низкому состоянию системы. Наиболее выраженная оптическая переменность проявляется в полосах ZTF  $zr$  и PTF  $R$ , в

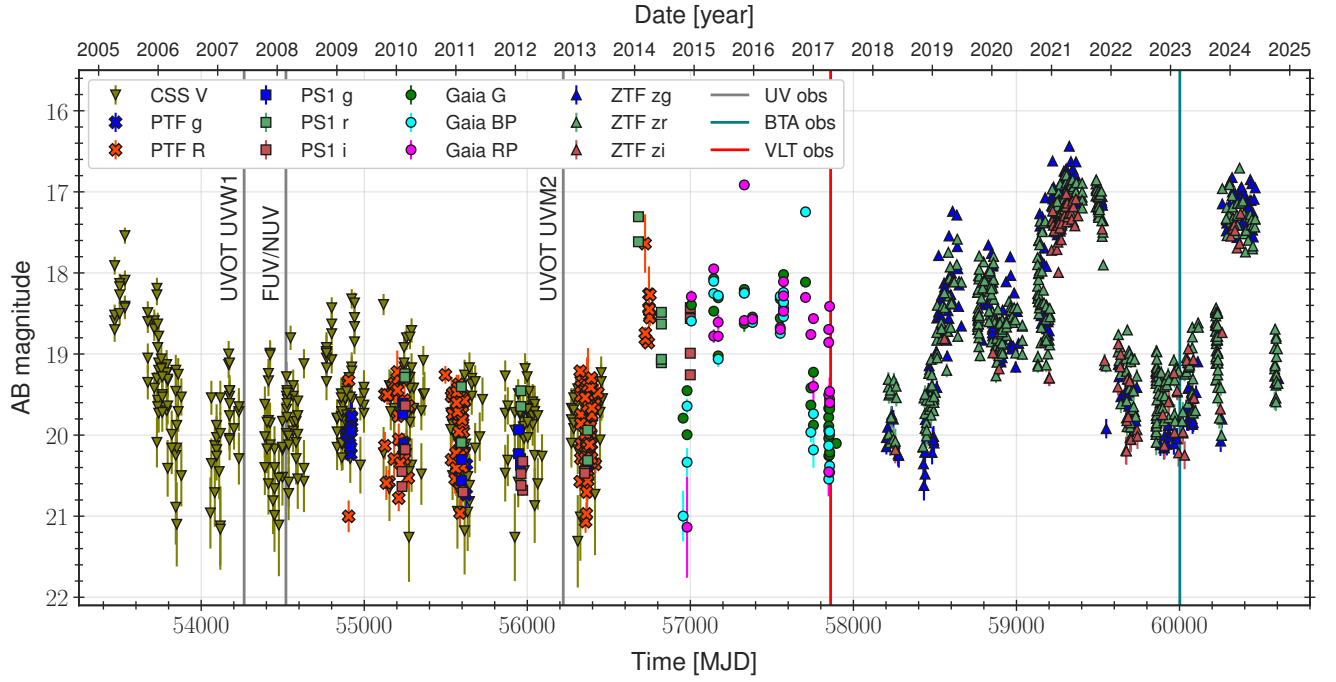


Рисунок 3.1 — Долговременная оптическая кривая блеска IL Leo. Фотометрические данные приведены из каталогов ZTF (фильтры  $zg$ ,  $zr$ ,  $zi$ ), PTF (фильтры  $g$ ,  $R$ ), CSS (фильтр  $V$ ), Gaia (фильтры  $G$ ,  $BP$ ,  $RP$ ) и Pan-STARRS (фильтры  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ). Вертикальными линиями отмечены эпохи ультрафиолетовых наблюдений GALEX и Swift/UVOT, а также спектроскопических наблюдений на телескопах БТА и VLT.

которых доминирует вращательная модуляция четвёртой циклотронной гармоники. Для построения периодограммы по двум временным рядам был применён многополосный метод Ломба—Скаргла [89], реализованный в программном пакете `ASTROPY`<sup>6</sup>. Наиболее значимый пик в спектре мощности (левая панель на рис. 3.2) соответствует периоду  $82.428 \pm 0.001$  мин, при этом погрешность оценивалась по полуширине пика периодограммы. Уточнённые эфемериды имеют следующий вид:

$$\text{BJD} = 2454904.7205(4) + 0.0572413(7) \times E, \quad (3.1)$$

где начальная эпоха принимается за момент предполагаемого нижнего соединения звезды-донора и определена на основе моделирования динамического спектра линии  $\text{H}\alpha$  (см. раздел 3.4.2).

<sup>6</sup>Библиотека для работы с астрономическими данными `astropy` доступна по адресу <https://www.astropy.org>.

На правой панели рис. 3.2 представлены фазовые кривые блеска IL Leo в фильтрах *FUV* и *NUV* обсерватории GALEX, построенные с использованием эфемерид (3.1). Наблюдаемая переменность в ультрафиолетовом диапазоне связана с излучением горячего пятна на поверхности белого карлика, формирующегося в области аккреции вещества и вращающегося с периодом  $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$ . Сравнение ультрафиолетовых кривых блеска с оптическими данными ZTF *zr* и PTF *R* показывает, что вариации яркости, обусловленные вращением горячего пятна, совпадают по фазе с переменностью циклотронного источника. Такая фазовая корреляция свидетельствует о пространственной связи области циклотронного излучения и аккреционного пятна на поверхности белого карлика, что согласуется с моделью аккреции в полюсах.

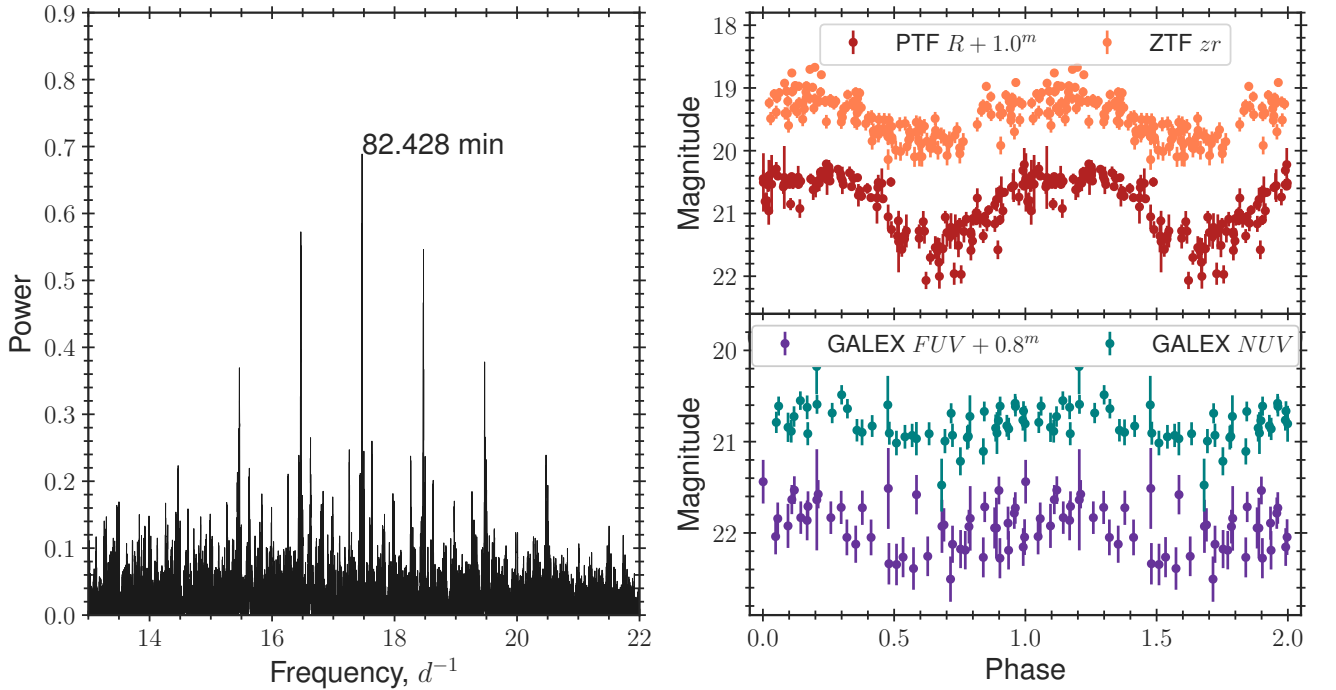


Рисунок 3.2 — Левая панель: периодограмма Ломба–Скаргла, полученная из фотометрических данных IL Leo в низком состоянии в полосах ZTF *zr* и PTF *R*. Наиболее мощный пик на частоте  $17.4699 \pm 0.0004 \text{ д}^{-1}$  соответствует периоду  $82.428 \pm 0.001$  мин. Правая панель: фазовые кривые блеска IL Leo в низком состоянии в оптических фильтрах ZTF *zr* и PTF *R*, а также в ультрафиолетовых полосах GALEX *FUV* и *NUV*.

### 3.3.3 Спектральное распределение энергии

Параметры белого карлика были определены на основе анализа спектрального распределения энергии II Leo в низком состоянии. В ультрафиолетовом и оптическом диапазонах в момент минимума блеска системы, когда частично затмевается аккреционное пятно, интегральное излучение в основном формируется главным компонентом. Исходя из этого предположения, при моделировании использовались минимальные наблюдаемые потоки GALEX ( $FUV$ ,  $NUV$ ) из фазовых кривых блеска (усредненные по интервалу  $\phi = 0.5 - 0.7$ ; см. рис. 3.2), потоки Swift/UVOT ( $UVM2$ ,  $UVW1$ ), а также данные ZTF  $zg$  и Pan-STARRS  $g$ , в которых отсутствует вклад сильных циклотронных гармоник.

Описание наблюдаемых потоков выполнялось с использованием плоско-параллельных ЛТР моделей атмосфер водородных белых карликов [126]. Интерполяционные сетки теоретических спектров были рассчитаны для широкого диапазона эффективных температур  $T_{\text{eff}}$  и ускорений силы тяжести  $\log g$ . Подгонка модельного спектра осуществлялась через минимизацию функции вида

$$\chi^2 = \sum_k \left( \frac{f_k^{\text{obs}} - \frac{1}{4} \theta_{\text{wd}}^2 f_k^{\text{wd}}}{\sigma_k} \right)^2, \quad (3.2)$$

где  $f_k^{\text{obs}}$  – исправленный за межзвездное поглощение наблюдаемый поток в  $k$ -ой фотометрической полосе,  $f_k^{\text{wd}}$  – соответствующий теоретический поток у поверхности звезды,  $\theta_{\text{wd}}$  – угловой диаметр белого карлика,  $\sigma_k$  – ошибка наблюдаемого потока. Теоретические потоки  $f_k^{\text{wd}}$  рассчитывались путём свертки интерполированного модельного спектра с кривой пропускания фотометрического фильтра. Угловой диаметр  $\theta_{\text{wd}}$  находился в процессе минимизации выражения 3.2. Оптимизация параметров проводилась с использованием метода Нелдера–Мида [100], а неопределённости оценивались с помощью симуляций методом Монте-Карло. Наилучшее описание спектрального распределения энергии II Leo в низком состоянии соответствует атмосфере белого карлика с температурой  $T_{\text{eff}} = 12700 \pm 360$  К и ускорением силы тяжести  $\log g = 8.2 \pm 0.4$  (рис. 3.3). На основе найденного углового диаметра  $\theta_{\text{wd}}$  и известного параллакса Gaia DR3 радиус аккретора оказался равен  $R_{\text{wd}} = 0.0107 \pm 0.0006 R_{\odot}$ . Применение соотношения «масса–радиус» для белых карликов [101] позволяет оценить массу  $M_{\text{wd}} = 0.74 \pm 0.05 M_{\odot}$ , что соответствует  $\log g = 8.25$  и согласуется в преде-

лах неопределенностей со значением, полученным из описания спектрального распределения энергии. Избыток потока на длинах волн  $\lambda > 0.8$  мкм, вероятно, обусловлен комбинацией циклотронного излучения аккреционного пятна и вклада от вторичного компонента. Анализ фазово-усредненного инфракрасного спектра VLT, несмотря на низкое соотношение S/N и значительное количество теллурических линий, позволяет предположить, что поток от звезды-донора в  $K$ -диапазоне вряд ли превышает  $0.5 \times 10^{-17}$  эрг с $^{-1}$  см $^{-2}$ . Как следует из теоретического соотношения [8], для системы с орбитальным периодом  $P_{\text{orb}} \sim 82$  мин спектральный класс донора должен быть позднее M5.5. Однако, из-за наличия циклотронного излучения и слабого инфракрасного потока, имеющиеся данные не позволяют сделать надежных выводов относительно степени вырождения вторичного компонента.

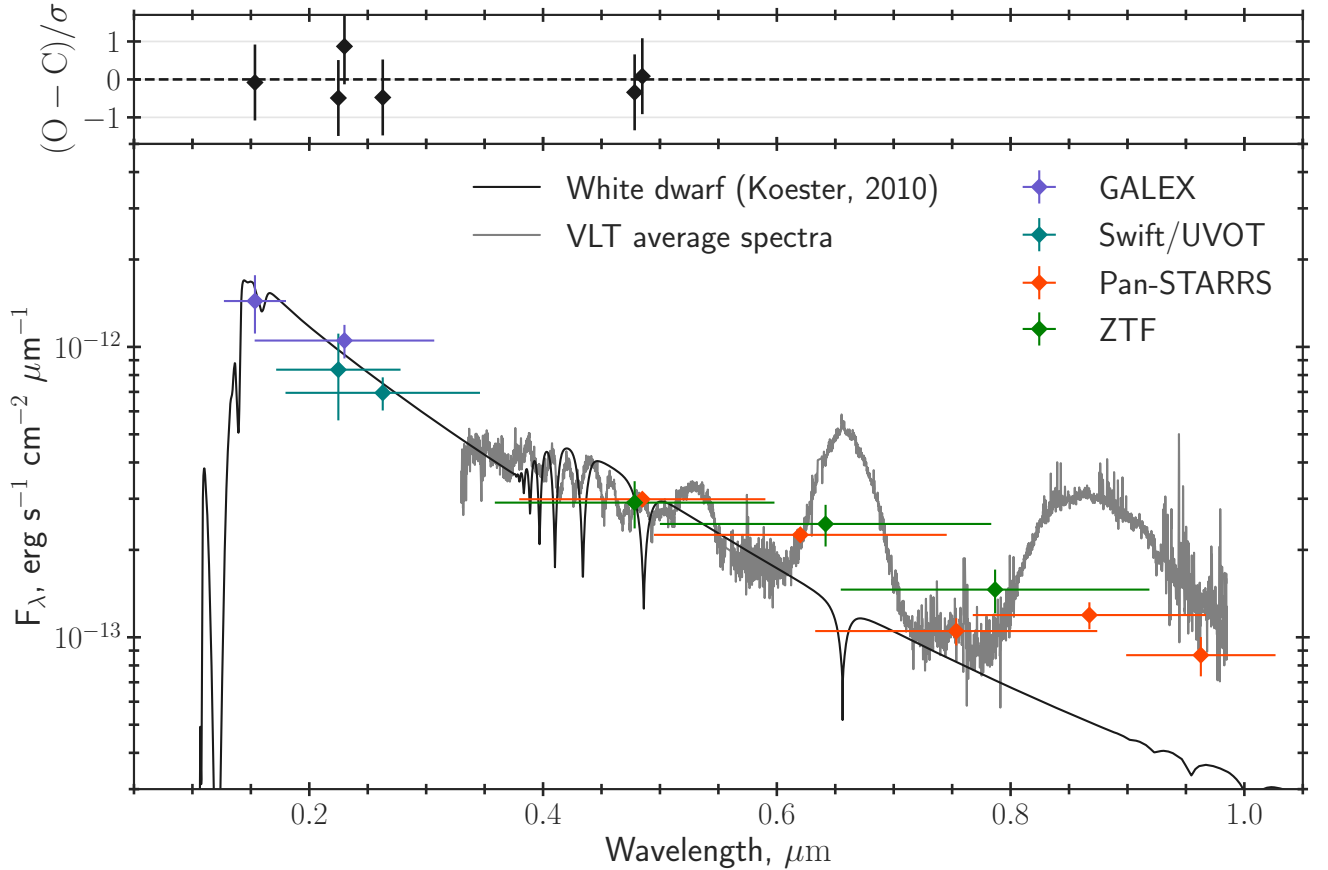


Рисунок 3.3 — Нижняя панель: спектральное распределение энергии IL Leo в низком состоянии. На графике показаны наблюдаемые фотометрические потоки (горизонтальные отрезки обозначают эффективные ширины полос), фазово-усреднённый спектр VLT и модельный спектр белого карлика. Верхняя панель: диаграмма  $(O - C)/\sigma$ , демонстрирующая невязки между наблюдаемыми и синтетическими потоками, использованными при подгонке спектра.

### 3.4 Анализ фазово-разрешённой спектроскопии

#### 3.4.1 Динамические спектры

Согласно долговременной кривой блеска на рис. 3.1, спектральные наблюдения системы IL Leo на телескопах БТА и VLT проводились в периоды, когда система находилась в низком состоянии. Основными компонентами излучения в оптическом диапазоне являются белый карлик и аккреционное пятно. Наиболее заметными спектральными особенностями являются широкие циклотронные гармоники с максимумами потока вблизи  $8600 \text{ \AA}$  (3-я гармоника),  $6600 \text{ \AA}$  (4-я гармоника) и  $5300 \text{ \AA}$  (5-я гармоника). В ближнем инфракрасном диапазоне NIR-спектры VLT также демонстрируют вторую циклотронную гармонику на длине волны  $\lambda \approx 12200 \text{ \AA}$ . Положение и интенсивность циклотронных гармоник оказываются модулированы с периодом вращения белого карлика (рис. 3.4). Кроме того, в синей области спектра присутствуют абсорбционные компоненты зеемановского расщепления линии  $H\beta$ , формирующиеся в фотосфере белого карлика. Сравнение фазово-разрешённой спектроскопии, полученной из двух наборов данных, показывает, что наблюдения БТА соответствуют более высокому темпу аккреции. Об этом свидетельствует явное наличие в спектрах эмиссионных линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и  $HeI(5876)$ , а также повышенный уровень континуума. Циклотронные гармоники в наблюдениях БТА оказываются смещёнными в длинноволновую сторону и уширенными по сравнению с данными VLT. Это, по-видимому, отражает либо увеличение локального темпа аккреции, либо изменение напряжённости магнитного поля в области формирования циклотронного излучения, связанное с вариацией её положения на поверхности белого карлика.

#### 3.4.2 Излучение в линии $H\alpha$

Анализ двух наборов спектральных данных показывает, что интенсивности балмеровских линий в наблюдениях БТА заметно выше, чем в данных

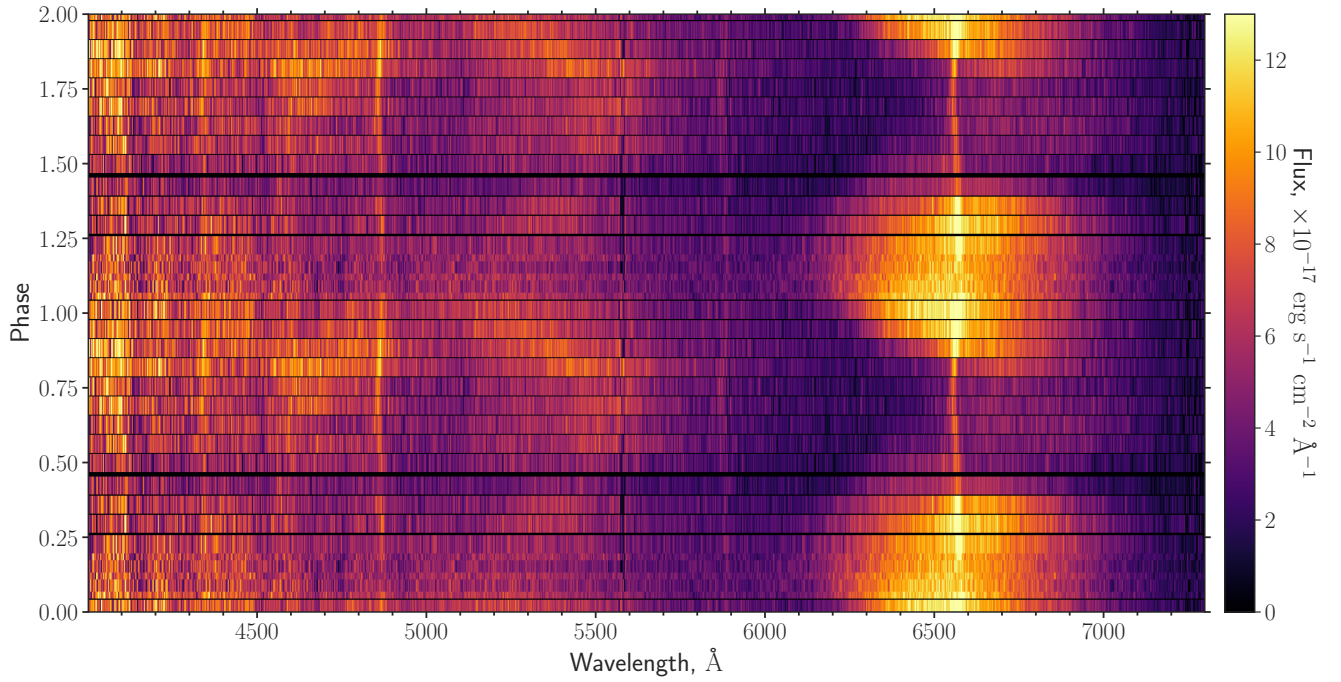


Рисунок 3.4 — Динамический спектр II Leo, построенный по данным наблюдений на телескопе БТА. Четвёртая и пятая циклотронные гармоники проявляются на длинах волн 6600 Å и 5400 Å соответственно. В синей части спектра ( $\lambda < 5000$  Å) видны зеемановские компоненты фотосферной линии H $\beta$ .

VLT, где обнаруживается лишь слабая эмиссия H $\alpha$ . По фазово-усреднённым спектрам БТА и VLT отношение потоков в линии H $\alpha$  составляет  $F_{H\alpha}^{\text{BTA}}/F_{H\alpha}^{\text{VLT}} \approx 9.3$ . Спектры БТА также демонстрируют хорошо различимые эмиссии H $\beta$  и H $\gamma$ , в то время как в данных VLT эти линии практически отсутствуют. Ранее в работе [119] на основе анализа спектров VLT была получена полуамплитуда лучевой скорости  $K = 384 \pm 5$  км с $^{-1}$  для линии H $\alpha$ .

Для отождествления источников формирования эмиссионных линий по данным БТА проанализирована фазовая переменность профиля H $\alpha$ . Описание динамического спектра H $\alpha$  выполнялось суммой двух гауссиан, лучевые скорости которых зависят от фазы и изменяются по гармоническому закону с периодом вращения белого карлика (см. рис. 3.5). Предполагалось, что ширины гауссовых компонент являются постоянными, тогда как амплитуды подбирались индивидуально для каждого спектра. Хотя поведение эмиссии в полярах может быть более сложным (см., например, [103]), двух фазово-модулированных гауссиан фиксированной ширины часто оказывается достаточно при анализе спектров низкого разрешения [104; 105; 127]. Определение параметров компонент выполнялось на основе метода наименьших квадратов. Полученная аппроксимация наблюдаемого динамического спектра H $\alpha$  соответствует ком-

бинации узкой яркой компоненты с полуамплитудой лучевой скорости  $K_n = 344 \pm 21$  км с<sup>-1</sup> и шириной  $\sigma_n = 300 \pm 13$  км с<sup>-1</sup>, и слабой широкой компоненты с  $K_b = 871 \pm 63$  км с<sup>-1</sup> и  $\sigma_b = 589 \pm 38$  км с<sup>-1</sup> при скорости центра масс  $\gamma = 91 \pm 12$  км с<sup>-1</sup> <sup>7</sup>. При этом начальная фаза определялась из предположения формирования узкой компоненты на поверхности звезды-донора вблизи точки Лагранжа  $L_1$ . На рис. 3.5 наложены синусоиды, отражающие фазовую модуляцию положения центроидов гауссиан, между которыми присутствует фазовый сдвиг  $\Delta\phi \approx 0.19 \pm 0.01$ . Полученная двухкомпонентная модель обеспечивает удовлетворительное описание динамического спектра  $H\alpha$ , согласно критерию приведённого хи-квадрат  $\chi^2_v = 1.2$ . Для сравнения, аппроксимация наблюдаемого профиля линии на основе лишь одной гармонической гауссианы даёт несколько худшее соответствие при  $\chi^2_v = 1.3$ .

Некоторое представление о механизме формирования эмиссионных линий можно получить с помощью бальмеровского декремента. В спектрах БТА помимо эмиссии  $H\alpha$  также присутствуют линии  $H\beta$  и  $H\gamma$ . По фазово-усреднённому спектру мы определили полный поток в бальмеровских линиях:  $F_{H\alpha} = 7.61 \times 10^{-16}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>,  $F_{H\beta} = 4.63 \times 10^{-16}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> и  $F_{H\gamma} = 3.3 \times 10^{-16}$  эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>. Полученные отношения потоков  $F_{H\alpha}/F_{H\beta} = 1.64$  и  $F_{H\gamma}/F_{H\beta} = 0.72$  возможно указывают на то, что основная доля излучения в бальмеровских эмиссиях формируется в частично термализованной области и умеренно оптически толстой среде.

### 3.4.3 Доплеровская томография

Доплеровская томография предоставляет дополнительную информацию об областях формирования эмиссионных линий. Этот метод позволяет по набору фазовых спектров восстанавливать распределение источников эмиссии в пространстве скоростей (см. раздел 1.2.1). Для построения доплеровских томограмм использовался код, представленный в работе [70]. Доплеровские карты эмиссионной линии  $H\alpha$ , полученные по фазово-разрешённым спектрам БТА, в стандартной и вывернутой проекциях показаны на рис. 3.6. Вывернутая проек-

<sup>7</sup>Следует отметить, что лучевые скорости могут иметь неопределенность в несколько десятков км с<sup>-1</sup> из-за неоднородной засветки щели SCORPIO-1.



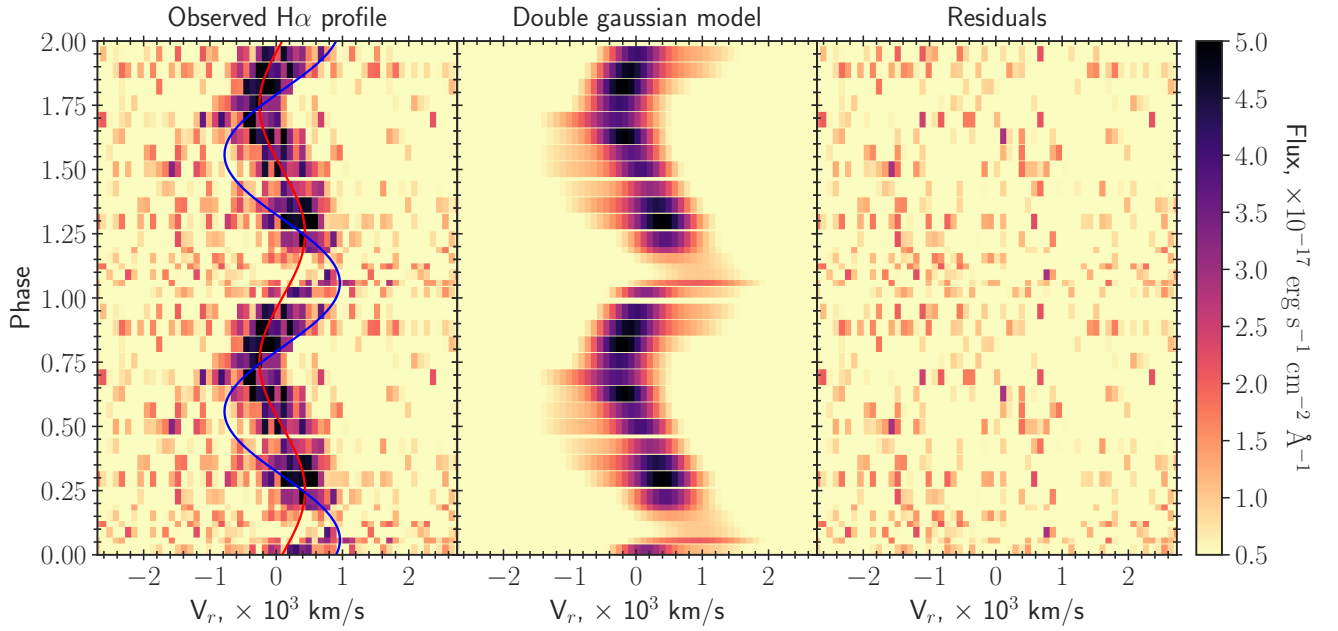


Рисунок 3.5 — Левая панель: наблюдаемый динамический спектр линии  $H\alpha$  с наложенными синусоидами, отмечающими положения центроидов яркой узкой (красная кривая) и слабой широкой (синяя кривая) компонент. Средняя панель: модель комбинированного источника эмиссии  $H\alpha$  из суммы двух гауссиан. Правая панель: невязки между наблюдаемым и модельным динамическими спектрами.

ция отличается от стандартной тем, что модуль скорости возрастает от внешних частей томограммы к её центру. Такое представление оказывается удобным для исследования высокоскоростных областей аккреционной струи, которые в стандартной проекции часто оказываются размытыми или плохо разрешёнными. На томограммах отмечены положения яркой узкой и слабой широкой эмиссионных компонент, полученные из моделирования динамического спектра линии  $H\alpha$ . На рисунке 3.6 представлены доплеровские карты в двух вариантах. Первый получен с использованием орбитальных фаз, вычисленных по эфемеридам (3.1), в предположении, что излучение формируется на поверхности звезды-донора. При этом источник эмиссии имеет вытянутую форму, что указывает на формирование по крайней мере части излучения в аккреционной струе. Во втором варианте был добавлен фазовый сдвиг  $\Delta\phi = 0.125$ , что соответствует повороту томограмм на угол  $\Delta\theta = 45^\circ$ . В результате получается привычный для полярных вид доплеровских карт, на которых газ движется вдоль магнитной траектории в третьей четверти или вблизи неё. Яркий узкий источник эмиссии при этом располагается вблизи баллистической траектории, что может указывать

на формирование части излучения в баллистическом участке аккреционной струи, а не на поверхности донора. В свою очередь, слабый широкий источник соответствует области магнитного захвата, характеризующейся большей дисперсией скоростей. Похожая структура аккреции была отмечена в работах [105; 109], где область формирования узкой эмиссионной компоненты также интерпретировалась как связанная с аккреционной струей. Динамические спектры на рис. 3.5 дополнительно подтверждают формирование эмиссии  $H\alpha$  в аккреционной области. Поток демонстрирует выраженный минимум вблизи фазы  $\varphi \approx 1.15$ , который, вероятно, обусловлен затмением излучающей области. Если бы эмиссия формировалась на облучённой поверхности звезды-донора, минимум наблюдался бы на фазе  $\varphi = 1$ .

#### 3.4.4 Магнитное поле

Оценка магнитного поля белого карлика может быть получена из анализа зеемановского расщепления фотосферных водородных линий. В спектрах VLT и БТА в синей области спектра 3400 — 5000 Å отчётливо наблюдаются несколько зеемановских компонент линий бальмеровской серии, формирующихся в атмосфере белого карлика. Однако индивидуальные спектры обладают недостаточным отношением сигнал/шум для точного определения положений отдельных абсорбционных деталей, поэтому в дальнейшем анализе использовались фазово-усреднённые спектры, обеспечивающие более высокое качество данных. Для определения центральных длин волн наблюдаемых компонент их профили аппроксимировались одиночными гауссовыми функциями. В качестве неопределённости положения каждой компоненты принималось стандартное отклонение  $\sigma$  соответствующей вписанной гауссианы. Теоретические зависимости между длинами волн зеемановских компонент и напряжённостью магнитного поля были рассчитаны на основе энергий переходов между состояниями атома водорода в сильном магнитном поле с использованием кода [74]. Среднее по диску белого карлика магнитное поле  $B_{wd}$ , наилучшим образом согласующееся с наблюдаемым расщеплением компонент, определялось методом наименьших квадратов. Неопределённость значения  $B_{wd}$  оценивалась с помощью Монте-Карло симуляций с учётом ошибок определения положений линий.

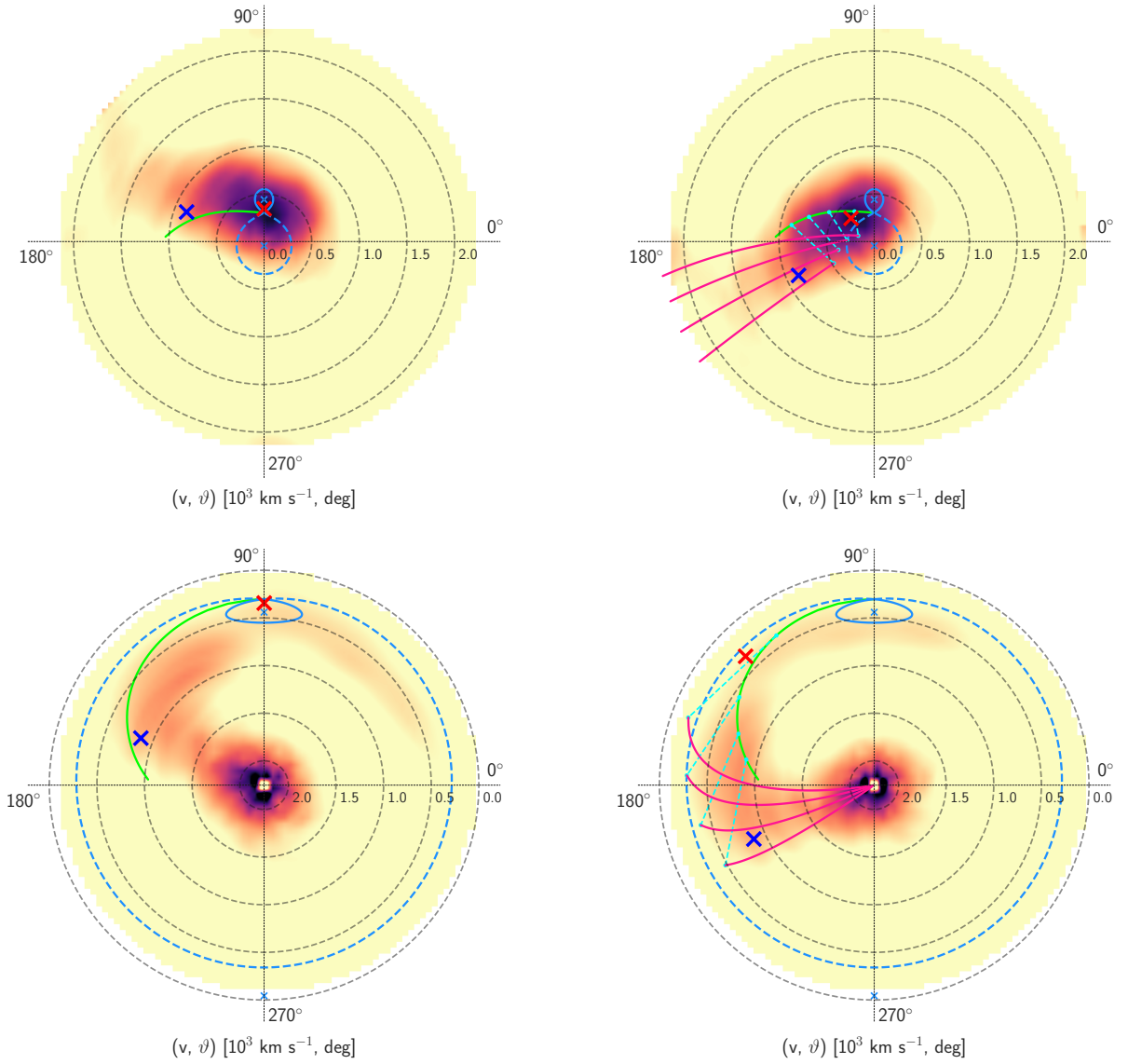


Рисунок 3.6 — Доплеровские томограммы линии  $\text{H}\alpha$  представлены в стандартной (вверху) и инсайд-аут (внизу) проекциях в предположении, что узкая эмиссионная компонента формируется на поверхности звезды-донора (слева), и в той же конфигурации, повернутой на  $45^\circ$  (справа). На доплеровские карты наложена модель двойной системы, построенная на основе найденных параметров и отображающая полости Роша белого карлика и донора, а также баллистическую и магнитную траектории аккреционной струи в пространстве скоростей. Кроме того, отмечены положения узкой (красный крест) и широкой (синий крест) эмиссионных компонент, полученные в результате моделирования динамического спектра линии  $\text{H}\alpha$ .

Фазово-усреднённый спектр VLT в диапазоне UVB показан на рис. 3.7 вместе с гауссовыми аппроксимациями и соответствующими центроидами зеемановских компонент. Там же представлены рассчитанные диаграммы зависимости поло-

жений компонент от напряжённости магнитного поля. В результате анализа было получено среднее значение магнитного поля  $B_{\text{wd}} = 40.7 \pm 0.5$  МГс по данным VLT и  $B_{\text{wd}} = 40.3 \pm 1.2$  МГс по данным БТА. В работе [119] по положению циклотронных гармоник была получена оценка магнитного поля порядка 42 МГс. Авторы также указывали на сложность определения магнитного поля по зеемановскому расщеплению вследствие размывания компонент, вызванного изменением напряжённости магнитного поля по поверхности белого карлика. Следует отметить, что возможные вариации магнитного поля в течение орбитального периода не превышают точности полученных здесь средних оценок.

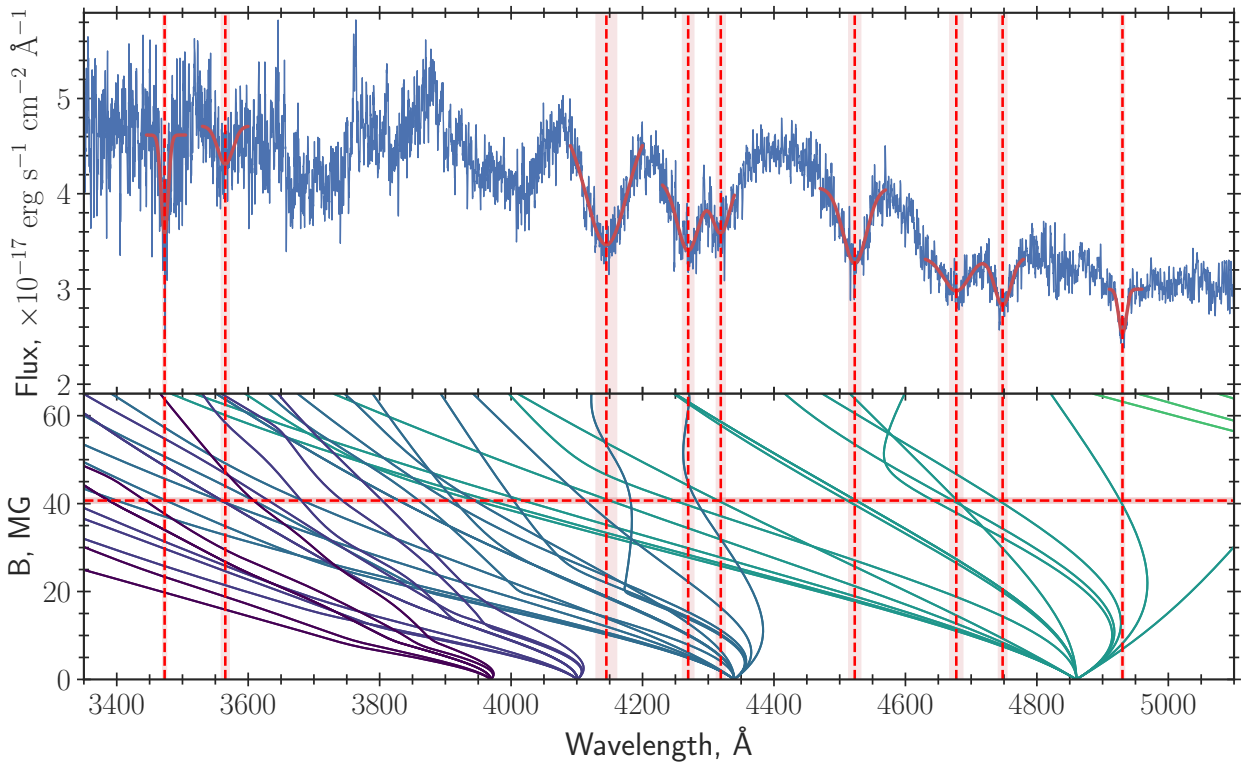


Рисунок 3.7 — Верхняя панель: фазово-усреднённый спектр VLT, содержащий компоненты зеемановского расщепления бальмеровских линий. На график нанесены модельные гауссианы с ширинами порядка  $\sim \sigma$  и их центральные длины волн (красные вертикальные линии). Нижняя панель: зеемановские диаграммы для линий H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$  и H $\epsilon$ . Горизонтальным красным пунктиром отмечено полученное среднее значение магнитного поля.

### 3.5 Моделирование циклотронного излучения

#### 3.5.1 Приближение нагретой атмосферы

На основе двух наборов данных фазово-разрешённой спектроскопии были оценены параметры аккреции IL Leo путём моделирования циклотронного излучения аккреционного пятна. Поскольку во время наблюдений система находилась в низком состоянии, теоретические спектры пятна рассчитывались в рамках приближения нагретой атмосферы. Данный режим реализуется при низком локальном темпе аккреции и сильном магнитном поле, когда выполняется критерий (1.11) [78]. В этих условиях кинетическая энергия частиц падающего ионизованного газа преобразуется преимущественно в циклотронное излучение на длине торможения протонов в атмосфере аккретора [80; 128]. При этом ударный фронт не формируется, а температура аккреционного пятна оказывается значительно ниже температуры адиабатического ударного фронта  $T_{sh} \approx (3/16)GM_{\text{wd}}m_H/k_B R_{\text{wd}} \sim 10 - 50$  кэВ

Согласно формулам (1.12) и (1.13) в рамках данного приближения вертикальные профили распределения температуры  $T$  и колонковой плотности  $x$  могут быть параметризованы относительно локального темпа аккреции  $\dot{m}$ , напряжённости магнитного поля  $B$  и массы белого карлика  $M_{\text{wd}}$ . В условиях высокого фарадеевского вращения, реализуемого в аккреционном пятне, вычисление интенсивности выходящего циклотронного излучения сводится к решению (1.18) уравнения переноса для обыкновенной ( $o$ ) и необыкновенной ( $e$ ) мод поляризации. Интегрирование проводится по колонковой массе  $x$  вдоль глубины аккреционного пятна до значения  $x_s$ . Вычисление коэффициентов поглощения  $\alpha_{o,e}$  выполнялось в соответствии с подходом, предложенным в [76]. Полная интенсивность циклотронного излучения определяется как  $I = I_e + I_o$ . Подробное описание методики расчёта спектра и вертикальной структуры аккреционного пятна в рамках приближения нагретой атмосферы изложено в разделе 1.2.3.

### 3.5.2 Модель аккреционного пятна

Для определения параметров аккреции в IL Leo используется упрощённая модель круглого аккреционного пятна, однородного по локальному темпу аккреции  $\dot{m}$ . Предполагается, что аккреция осуществляется на один магнитный полюс белого карлика, а наблюдаемое циклотронное излучение формируется в компактной области вблизи поверхности аккретора. Ось вращения белого карлика наклонена на угол  $i$  относительно луча зрения, тогда как положение магнитного полюса задаётся полярным углом  $\beta$  и долготой  $\psi$ , отсчитываемой от направления на звезду-донор. Для упрощения задачи предполагается, что аккреционное пятно располагается непосредственно на магнитном полюсе, а распределение напряжённости магнитного поля является дипольным. Размер пятна задаётся угловым радиусом  $\alpha$ , отсчитываемым из центра белого карлика. При этом поверхность пятна разбивается на малые сегменты приблизительно одинаковой площади. Для вычисления интенсивности излучения отдельного сегмента при заданной фазе вращения  $\phi$  определяется угол  $\theta$  между направлением магнитного поля и лучом зрения. С этой целью используются соотношения, приведённые в работах [129; 130].

### 3.5.3 Параметры аккреции

Моделирование фазово-разрешённой спектроскопии БТА и VLT выполнялось с использованием комбинации переменного излучения аккреционного пятна и постоянного вклада белого карлика. Светимость пятна рассчитывалась путём интегрирования излучения его отдельных поверхностных элементов с учётом их видимости на каждой орбитальной фазе. В качестве постоянной подложки был принят модельный спектр белого карлика, найденный в разделе 3.3.3. Параметры аккреционного пятна определялись методом наименьших квадратов, при этом минимизация функционала  $\chi^2$  выполнялась с помощью алгоритма Нелдера–Мида. Сравнение наблюдаемых и теоретических спектров представлено на рис. 3.8. В целом модельные спектры хорошо воспроизводят наблюдаемую форму и фазовую динамику циклотронных гармоник. Сложности в

описании пятой гармоники в данных БТА указывают на то, что модель с одним пятном, хотя и удовлетворительно воспроизводит гармоники низких порядков, не обеспечивает полного согласия с фазово-разрешёнными спектрами. В частности, смещение пятой гармоники в красную область, наблюдаемое на фазах  $\varphi = 0.4 - 0.8$ , указывает на наличие дополнительной области излучения с меньшей напряжённостью магнитного поля  $\approx 39.5$  МГц. Вероятно, данная область располагается вблизи противоположного магнитного полюса белого карлика. При этом магнитная напряженность во втором пятне не может быть надежно определена из-за отсутствия чётких признаков других циклотронных гармоник. Простая модель с двумя пятнами позволяет описать положение пятой гармоники для части орбитальных фаз без заметного влияния на четвёртую гармонику. Сохраняющееся расхождение в амплитуде пятой гармоники в спектрах БТА и VLT, по-видимому, связано с предположением об однородности аккреционного пятна. В рамках приближения нагретой атмосферы относительные интенсивности циклотронных гармоник существенно зависят от локального темпа аккреции  $\log \dot{m}$ , причём гармоники более высоких порядков оказываются сильнее чувствительны к его вариациям. Таким образом, более точное воспроизведение фазовой зависимости положений и амплитуд гармоник требует применения двухпятенной модели с неоднородным распределением локального темпа аккреции, что выходит за рамки настоящего раздела главы.

В результате моделирования наборов фазовых спектров БТА и VLT, охватывающих полный период системы, удалось восстановить параметры аккреционного пятна, представленные в табл. 5. Оценка неопределенностей параметров выполнена методом Монте-Карло. Следует отметить, что найденные параметры для двух разных эпох наблюдений во многом согласуются друг с другом. В частности, близкие значения получены для наклона оси вращения  $i$ , полярного угла магнитного полюса  $\beta$  и напряжённости магнитного поля  $B_m$ . Различие в азимутальном угле  $\Delta\psi = 26 \pm 10^\circ$  может отражать более высокий темп аккреции во время наблюдений БТА. Из-за увеличения динамического давления аккреционной струи магнитный захват её вещества должен осуществляться позднее, что должно отражаться в изменении долготы пятна. Примечательно, что величина магнитного поля в аккреционном пятне  $B_m$  немного превышает значение, полученное по компонентам зеемановского расщепления. Это ожидаемо, поскольку область циклотронного излучения расположена вблизи магнитного полюса, где магнитная индукция выше средней

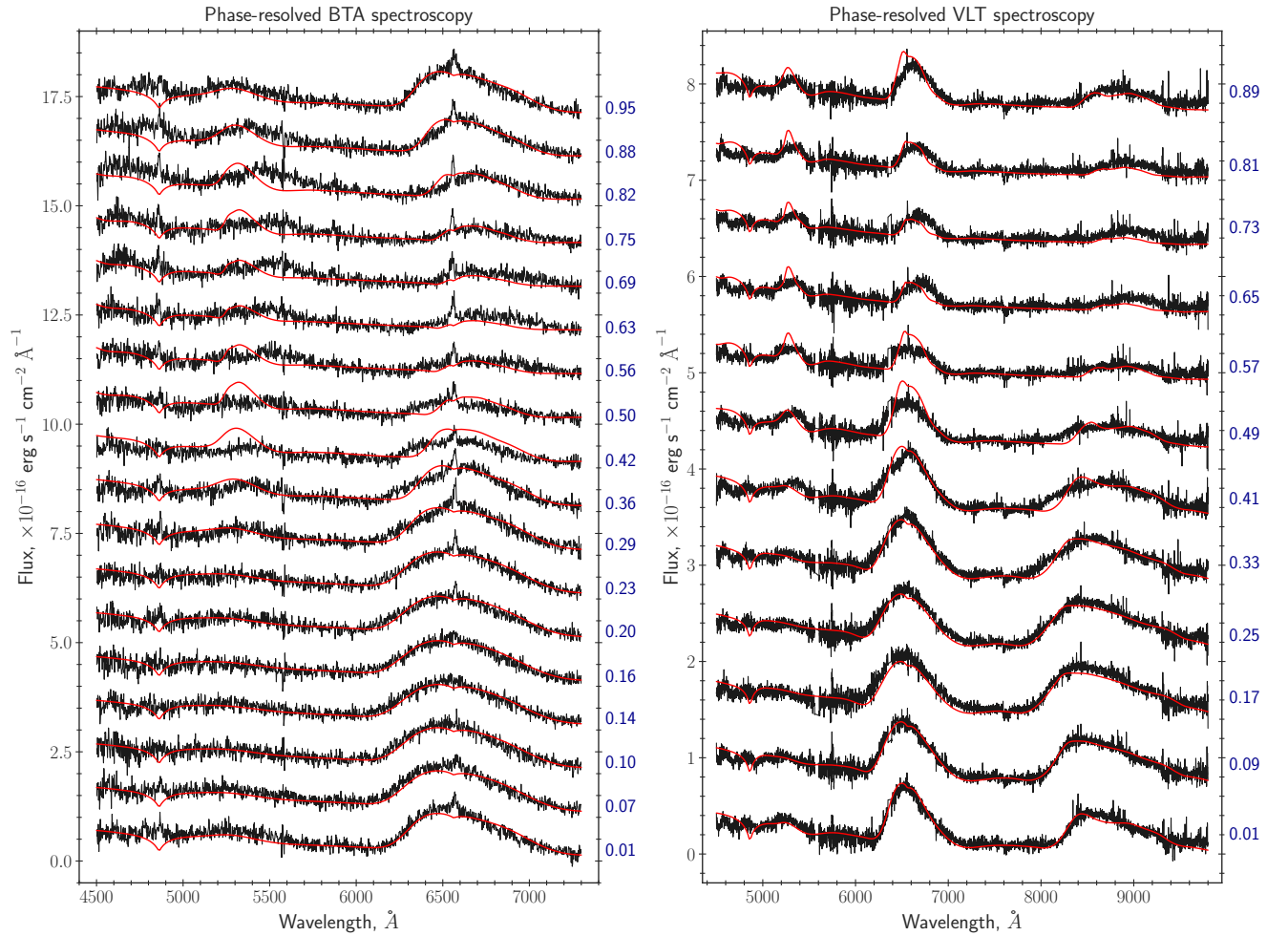


Рисунок 3.8 — Описание оптических фазовых спектров IL Leo, полученных на телескопах БТА (слева) и VLT (справа), на основе модели аккреционного пятна, модулированного вращением. Теоретические спектры включают переменное циклотронное излучение пятна и постоянный поток от белого карлика. Орбитальные фазы моментов наблюдений указаны вдоль правой оси ординат. Для наглядности спектры смещены по вертикали на постоянную величину.

величины по видимому диску белого карлика. В рамках приближения нагретой атмосферы [80] максимальная температура в вертикально-структурированном аккреционном пятне достигает  $T_{\max} = 1.67 \pm 0.17$  кэВ согласно данным БТА и  $1.27 \pm 0.14$  кэВ по данным VLT. Отношение площади циклотронного источника к площади поверхности белого карлика  $f = S_{\text{spot}}/S_{\text{wd}}$  в обоих случаях соответствует типичным для полюсов значениям  $10^{-4} - 10^{-3}$  [3]. Предполагается, что у полюсов в низком состоянии доминирующий вклад в аккреционную светимость обусловлен циклотронным излучением пятна  $L_{\text{acc}} \approx L_{\text{cyc}}$ . Интегрирование потоков синтетического спектра VLT с учётом всех циклотронных гармоник даёт светимость  $L_{\text{cyc}} = 2 \times 10^{30}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Полный темп аккреции, полученный из



соотношения  $L_{\text{acc}} = G\dot{M}M_{\text{wd}}/R_{\text{wd}}$ , где  $G$  — гравитационная постоянная, составляет  $\dot{M} = 2.4 \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ , что соответствует модельным оценкам. Повышенный темп аккреции во время наблюдений БТА по сравнению с VLT  $\dot{M}_{\text{BTA}}/\dot{M}_{\text{VLT}} \sim 10^{-0.4\Delta m}$  согласуется с увеличением оптической яркости системы  $\Delta m \approx 0.5^m$ , наблюдаемой на долговременной кривой блеска.

Таблица 5 — Параметры аккреционного пятна в IL Leo, полученные из моделирования фазово-разрешённой спектроскопии БТА и VLT в рамках приближения нагретой атмосферы.

| Параметры                                       | Спектры БТА      | Спектры VLT      |
|-------------------------------------------------|------------------|------------------|
| $i, ^\circ$                                     | $69.6 \pm 2.8$   | $68.5 \pm 3.1$   |
| $\beta, ^\circ$                                 | $16.4 \pm 7.4$   | $16.4 \pm 6.6$   |
| $\psi, ^\circ$                                  | $50.6 \pm 9.2$   | $76.4 \pm 7.5$   |
| $\log \dot{m}$                                  | $-2.58 \pm 0.11$ | $-2.86 \pm 0.11$ |
| $B_{\text{m}}, \text{МГц}$                      | $40.91 \pm 0.16$ | $41.14 \pm 0.13$ |
| $T_{\text{max}}, \text{кэВ}$                    | $1.67 \pm 0.17$  | $1.27 \pm 0.14$  |
| $f, \times 10^{-3}$                             | $1.4 \pm 0.5$    | $1.6 \pm 0.5$    |
| $\dot{M}, \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ | $4.07 \pm 0.46$  | $2.50 \pm 0.31$  |

### 3.5.4 Рентгеновское излучение

В период с 2007 по 2018 год система IL Leo детектировалась в низком состоянии во время наблюдений на рентгеновском телескопе Swift/XRT. Суммарное время накопления составило  $\sim 15000$  с, однако удалось зарегистрировать не более 10 отсчетов от источника. Вследствие этого ограничения моделирование рентгеновского спектра и определение рентгеновского потока с необходимой точностью для оценки его вклада в аккреционную светимость в низком состоянии оказались затруднительными.

В работе [120] на основе наблюдений телескопа eROSITA в мягком рентгеновском диапазоне (0.2 — 2.3 кэВ) для IL Leo был получен поток  $F_{\text{x}} = (6.71 \pm 0.55) \times 10^{-13} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . Авторы использовали объединённый каталог eRASS:3, включающий три обзора, выполненные в период с декабря 2019 г. по

июнь 2021 г. Согласно долговременной оптической кривой блеска, представленной на рис. 3.1, в это время источник находился в промежуточном состоянии. Темп аккреции, оценённый [120] по рентгеновской светимости  $L_x = 4 \times 10^{31}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , составил  $\dot{M} = 2.3 \times 10^{-12} M_\odot/\text{год}$ . Однако данное значение следует рассматривать как нижний предел, поскольку полный темп аккреции помимо рентгеновского тормозного излучения должен учитывать циклотронное охлаждение. Если увеличение оптической яркости на  $\sim 1.5 - 2^m$  при переходе из низкого в промежуточное состояние в основном обусловлено возросшей интенсивностью циклотронного излучения, соответствующая светимость  $L_{\text{cyc}}$  должна возрасти до  $\sim (0.8 - 1.3) \times 10^{31}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . С учётом обоих механизмов охлаждения в аккреционном пятне  $L_{\text{acc}} = L_x + L_{\text{cyc}}$ , темп аккреции в промежуточном состоянии достигает  $\dot{M} \sim 6 \times 10^{-12} M_\odot/\text{год}$ , что оказывается на порядок выше значения в низком состоянии.

### 3.6 Заключение к главе 3

В настоящей главе представлен комплексный анализ фотометрических и спектральных наблюдений поляра IL Leo в низком состоянии. На основе объединения данных нескольких фотометрических обзоров построена долговременная кривая блеска, охватывающая порядка 20 лет. За этот период система как минимум трижды переходила в высокое состояние с увеличением оптического блеска на  $\sim 2 - 3^m$ . По данным обзоров PTF, ZTF и GALEX был уточнён орбитальный период и установлена фазовая корреляция между оптическими и ультрафиолетовыми потоками. Последнее указывает на формирование ультрафиолетового излучения в окрестности аккреционного пятна. Путём моделирования спектрального распределения энергии в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах удалось оценить параметры атмосферы белого карлика  $T_{\text{eff}} = 12700 \pm 360$  K,  $\log g = 8.2 \pm 0.4$  и его массу  $M_{\text{wd}} = 0.74 \pm 0.05 M_\odot$ .

Фазово-разрешенная спектроскопия IL Leo, полученная на телескопах БТА и VLT, соответствует моментам, когда система находилась в низком состоянии. Тем не менее, при детальном изучении в спектрах БТА обнаружили эмиссионные бальмеровские линии H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  и HeI(5876). Данные спектральные особенности, за исключением линии H $\alpha$ , практически отсутствуют

на спектрах VLT, что указывает на более низкий массоперенос в эту эпоху наблюдений. Анализ изменения профиля  $H\alpha$  в течение орбитального периода по данным БТА показал, что он может быть описан в приближении модели комбинированного источника, состоящего из узкой и широкой компонент.

Доплеровские томограммы показали наличие аккреционной структуры. В предположении формирования большей части эмиссии на облучаемой поверхности звезды-донора траектория аккреционной струи плохо воспроизводится комбинацией ее баллистической и магнитной частей. Однако же поворот томограмм на фазовый угол  $\approx 45^\circ$  приводит их в соответствие с ожидаемым положением этих структур. Это может указывать на то, что эмиссия  $H\alpha$ , вероятно, формируется преимущественно в аккреционной струе, а не на поверхности донора. Анализ зеemanовского расщепления дал оценку средней (интегрированной по диску белого карлика) напряжённости магнитного поля 40.5 МГс. При этом амплитуда вариации магнитного поля в течение периода вращения оказывается менее 1 МГс.

На основе двух наборов фазово-разрешённой спектроскопии выполнено моделирование циклотронного излучения аккреционного пятна, модулированного вращением белого карлика. В обоих случаях получены схожие параметры локализации источника на поверхности аккретора. При этом общий темп аккреции на момент наблюдений БТА  $\dot{M} = (4.07 \pm 0.46) \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$  оказался ожидаемо выше, чем в эпоху данных VLT  $\dot{M} = (2.50 \pm 0.31) \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$ . Различие в значении азимутального угла  $\Delta\psi \sim 26^\circ$  может отражать изменение темпа аккреции, влияющего на положение области перехода вещества на магнитную траекторию и, следовательно, на координаты пятна. Полученные значения темпа аккреции согласуются с оценкой, рассчитанной из аккреционной светимости циклотронных гармоник  $\dot{M} = 2.4 \times 10^{-13} M_\odot/\text{год}$ , и аналогичны результатам, приведённым в работе [118].

Таким образом, проведённый анализ позволил согласованно определить параметры белого карлика в системе IL Leo в низком состоянии, восстановить геометрию аккреционной струи, уточнить величину магнитного поля и получить надёжные оценки темпа аккреции, подтверждающие стабильность массопереноса в рассматриваемые эпохи наблюдений.

## Глава 4. Gaia 19cwm — затменная карликовая новая типа WZ Sge с магнитным белым карликом

### 4.1 Введение

Переменная Gaia 19cwm (ZTF19aamkwkxk, AT2019kww;  $\alpha_{2000} = 16^h 27^m 16.77^s$ ,  $\delta_{2000} = +04^\circ 06' 02.58''$ ) была обнаружена космической обсерваторией Gaia как оптический транзист. На основе анализа данных ZTF объект был включён в список кандидатов в катаклизмические переменные [131]. Анализ данных ZTF указывает на возможную принадлежность Gaia 19cwm к звёздам типа WZ Sge. Кроме того, у объекта были выявлены затмения, что делает его особенно ценным для исследования природы систем типа WZ Sge: в каталоге [47] среди почти сотни объектов данного типа представлены лишь четыре затменные системы. Помимо этого, данные ZTF демонстрируют признаки внезатменной переменности, которая может быть связана либо с вращением белого карлика, либо с его нерадиальными пульсациями. Совокупность перечисленных особенностей делает Gaia 19cwm перспективным объектом для детального фотометрического и спектрального исследования.

### 4.2 Наблюдения и обработка данных

#### 4.2.1 Фотометрия

Фотометрические наблюдения Gaia 19cwm были проведены на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН). Телескоп был оборудован фотометром с матрицей Andor iXon Ultra 888 EMCCD, обеспечивающей высокую чувствительность и высокое временное разрешение. Дополнительные наблюдения Gaia 19cwm выполнялись на 2.6-м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории

РАН, оснащённом фотометром FLI PL-4240 с ПЗС-матрицей E2V CCD42-40<sup>1</sup>. Журнал фотометрических наблюдений представлен в таблице 6.

Полученный наблюдательный материал был обработан в соответствии со стандартной методикой редукции прямых изображений, включающей вычитание кадров электронного нуля, коррекцию неоднородностей чувствительности, а также удаление следов космических частиц. Апертурная фотометрия выполнена с использованием программной библиотеки photutils<sup>2</sup>.

Таблица 6 — Журнал наблюдений Gaia 19cwm. Перечислены телескопы и приборы, задействованные в наблюдениях, даты наблюдений, количество полученных кадров  $N$ , спектральные полосы (Clear — наблюдения без фильтра), спектральные разрешения  $\Delta\lambda$  (для спектральных наблюдений), а также экспозиции  $\Delta t_{\text{exp}}$ .

| Телескоп/<br>Приемник | Дата,<br>UT          | $N$  | Полоса         | $\Delta\lambda$ ,<br>Å | $\Delta t_{\text{exp}}$ ,<br>сек |
|-----------------------|----------------------|------|----------------|------------------------|----------------------------------|
| БТА/SCORPIO-1         | 24/25 Апр. 2023      | 3    | 3500–7200 Å    | 12                     | 600                              |
| Цейсс-1000/ЕМ         | 15/16 Апр. 2024      | 601  | Clear          | —                      | 5                                |
| ЗТШ/FLI               | 02/03 Мая 2024       | 516  | Clear          | —                      | 20                               |
| ЗТШ/FLI               | 03/04 Мая 2024       | 801  | Clear          | —                      | 10                               |
| ЗТШ/FLI               | 05/06 Мая 2024       | 970  | Clear          | —                      | 10                               |
| Цейсс-1000/ЕМ         | 16/17 Мая 2024       | 680  | Clear          | —                      | 5                                |
| Цейсс-1000/ЕМ         | 16/17 Мая 2024       | 240  | Clear          | —                      | 10                               |
| ЗТШ/FLI               | 31 Мая/ 01 Июн. 2024 | 307  | I <sub>C</sub> | —                      | 60                               |
| ЗТШ/FLI               | 01/02 Июн. 2024      | 314  | I <sub>C</sub> | —                      | 60                               |
| ЗТШ/FLI               | 02/03 Июн. 2024      | 251  | I <sub>C</sub> | —                      | 60                               |
| ЗТШ/FLI               | 03/04 Июн. 2024      | 324  | I <sub>C</sub> | —                      | 60                               |
| БТА/SCORPIO-1         | 01/02 Июл. 2024      | 36   | 3600–5400 Å    | 5.5                    | 300                              |
| Цейсс-1000/ЕМ         | 03/04 Июл. 2024      | 3080 | Clear          | —                      | 2                                |

<sup>1</sup>Подробное описание инструментов приведено на сайте <http://crao.ru/ru/telescopes>

<sup>2</sup>Библиотека photutils для детектирования и фотометрии источников доступна по адресу <https://photutils.readthedocs.io/en/stable/>

### 4.2.2 Спектроскопия

Набор спектров Gaia 19swm был получен в ночи 24/25 апреля 2023 г. и 01/02 июля 2024 г. на 6-м телескопе БТА САО РАН. Телескоп был оснащён многомодовым фокальным редуктором SCORPIO-1<sup>3</sup>, используемым в режиме длиннощелевой спектроскопии [81]. В ночь 24/25 апреля 2023 г. в качестве дисперсионного элемента применялась объёмная фазовая голографическая решётка VPHG550G, обеспечивавшая регистрацию спектров в диапазоне 3900 – 7500 Å. Наблюдения выполнялись со щелью шириной 1.2'', что соответствовало спектральному разрешению  $\Delta\lambda \approx 12$  Å. В ночь 01/02 июля 2024 г. наблюдения проводились с использованием гризмы VPHG1200B с рабочим диапазоном 3600–5400 Å и спектральным разрешением около 5.5 Å при ширине щели 1.2''. Для проведения спектрофотометрической калибровки наблюдались звезды-стандарты HZ44 и AGK+81°266.

Обработка полученного материала выполнялась в программной среде PyRAF<sup>4</sup> в соответствии со стандартной процедурой редукции данных длиннощелевой спектроскопии. Процесс обработки включал вычитание электронного смещения, коррекцию неоднородностей чувствительности прибора, удаление следов космических частиц, исправление геометрических искажений и калибровку по длинам волн с использованием спектра калибровочной лампы, оптимальное извлечение одномерных спектров с вычитанием фона, а также абсолютную калибровку спектральных потоков.

---

<sup>3</sup>Описание прибора SCORPIO-1 приведено по адресу <https://www.sao.ru/hq/lfsvo/devices/scorpio/scorpio.html>

<sup>4</sup>Пакет программ обработки и анализа астрономических данных PyRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

### 4.3 Анализ фотометрии

#### 4.3.1 Долговременная оптическая переменность

Для анализа долговременной переменности Gaia 19cwm использовались архивные наблюдения обзоров ZTF (Zwicky Transient Facility, [85]), Gaia DR3 [97], ATLAS<sup>5</sup> (Asteroid Terrestrial impact Last Alert System, [132]), Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System, [86]), PTF (Palomar Transient Factory, [133]) и ASAS-SN (All Sky Automated Survey for SuperNovae, [134]). Полученная кривая блеска, охватывающая  $\approx 15$  лет наблюдений, показана на рис. 4.1. Она демонстрирует вспышку (вероятно, сверхвспышку) амплитудой  $\approx 6^m$  и продолжительностью около 12 – 14.5 сут. Начало вспышки лежит между эпохами HJD = 2458663.79 и HJD = 2458666.64 (т.е. между 29 июня и 02 июля 2019 г.). За вспышкой зарегистрировано два поярчания около HJD = 2458686 и HJD = 2458692, т.е. спустя  $\approx 7$  и  $\approx 13$  сут после окончания вспышки соответственно.

#### 4.3.2 Орбитальная и вращательная переменность

На основе данных ZTF после вспышки в полосах  $g$ ,  $r$  найден орбитальный период системы  $P_{\text{orb}} = 86.32048 \pm 0.00005$  мин, где погрешность оценивалась методом Монте-Карло. Построение периодограмм и определение периода проводилось методом Ломба–Скаргла с использованием 6 гармоник для описания затмения. Получены следующие эфемериды середины затмения:

$$\text{HJD}_{\text{min}} = 2460000.0568(1) + 0.05994478(4) \times E. \quad (4.1)$$

В наблюдениях Цейсс-1000 и ЗТШ проявляется внезатменная переменность с периодом  $P_s \approx 6.45$  мин. Примеры кривых блеска с данной переменностью показаны на рис. 4.2. Свёрнутые с найденным периодом кривые

---

<sup>5</sup>Фотометрия ATLAS доступна по адресу <https://fallingstar-data.com/forcedphot>. Наблюдения ATLAS выполняются в фильтрах  $o$  (560–820 нм) и  $s$  (420–650 нм).

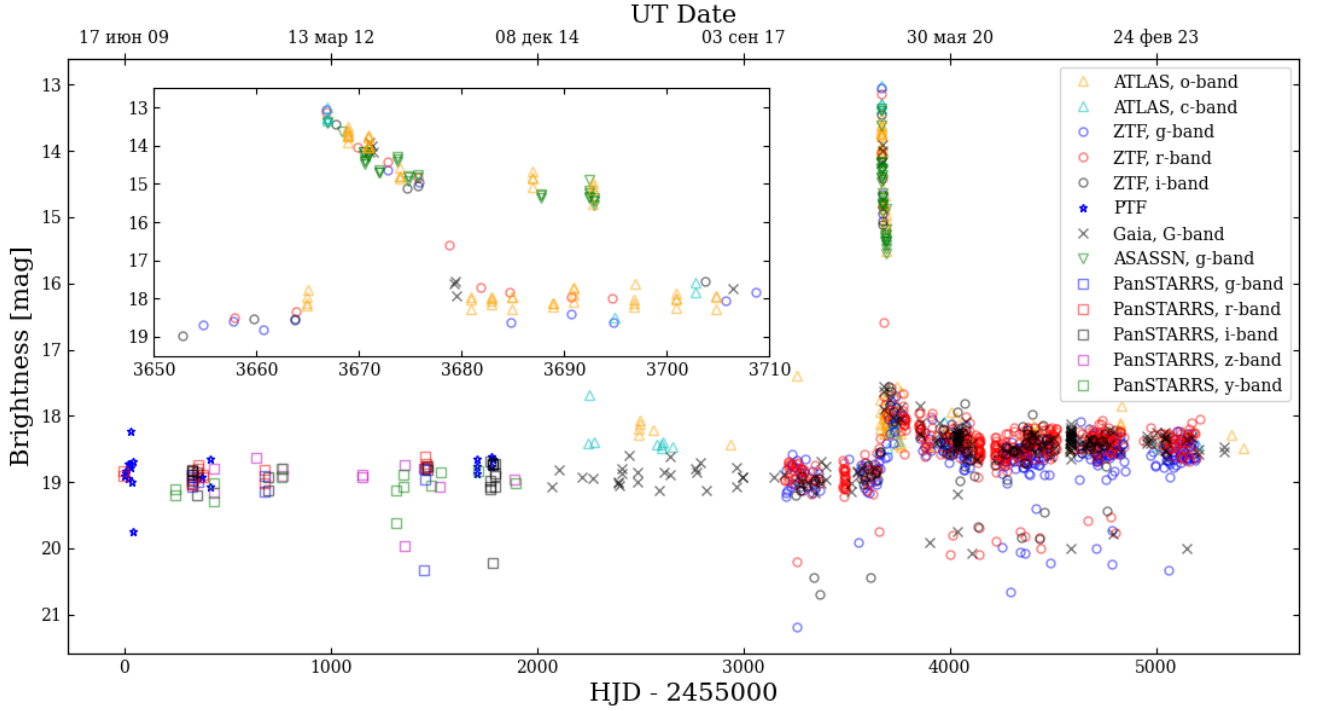


Рисунок 4.1 — Долговременная кривая блеска Gaia 19swm, построенная по данным обзоров ATLAS (полосы  $o$ ,  $c$ ), ZTF (полосы  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ), PTF, Gaia (полоса  $G$ ), ASASSN (полоса  $g$ ), Pan-STARRS (полосы  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ ,  $y$ ).

блеска имеют двухгорбую структуру с разделением горбов на  $\approx P_s/2$ . Аналогичная периодичность обнаружена в результате анализа данных ZTF, полученных после вспышки. Методом Ломба–Скаргла определен период  $P_s = 6.4477728 \pm 0.0000006$  мин, что соответствует частоте  $f = 223.33293 \pm 0.00002$  сут $^{-1}$ . На рис. 4.3 показаны периодограммы Gaia 19swm, построенные по наблюдениям ZTF в 2018–2019 гг. (до вспышки), а также в 2020, 2021, 2022, 2023 гг. На периодограммах по данным 2021, 2022, 2023 годов выделяется статистически значимый пик мощности, соответствующий периоду в пределах ошибок равному  $P_s$ . Стабильность данного периода на протяжении по меньшей мере четырёх лет указывает на его связь с вращением белого карлика. Такая интерпретация представляется более вероятной, чем объяснение нерадиальными пульсациями, поскольку в последнем случае следовало бы ожидать изменения периода по мере остывания белого карлика [135].



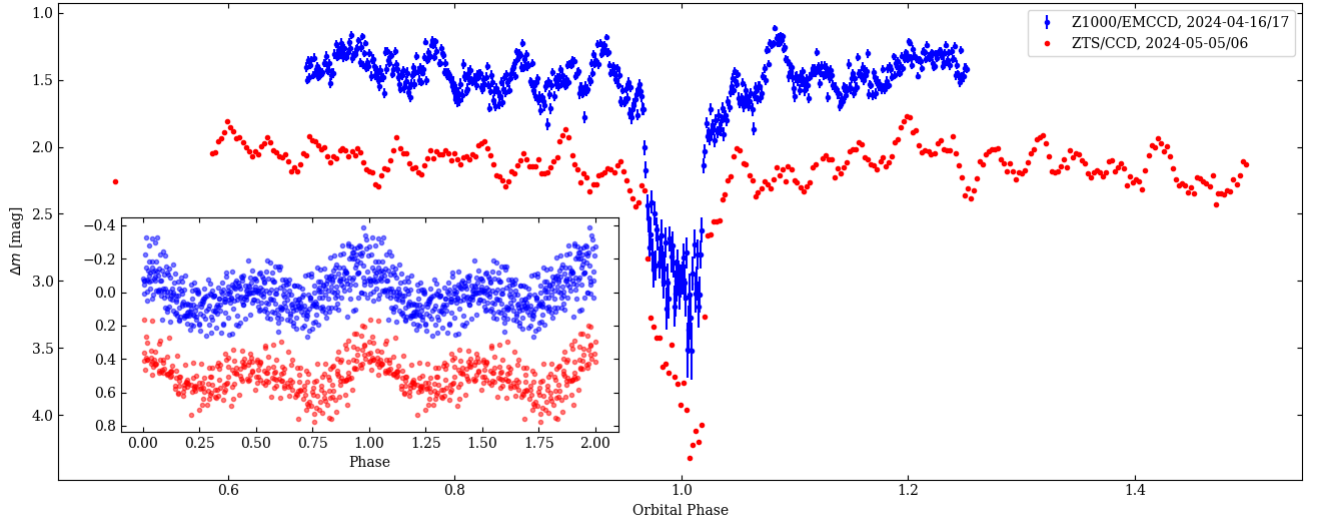


Рисунок 4.2 — Примеры кривых блеска Gaia 19swm, полученные на телескопах Цейсс-1000 и ЗТШ. Также показаны внезатменные кривые блеска, свёрнутые с периодом  $P_s = 6.45$  мин. Кривая блеска ЗТШ смещена вниз на  $\approx 0^m.5$ .

### 4.3.3 Профиль затмения

На рис. 4.4a и 4.4b представлены кривые блеска Gaia 19swm, построенные по данным наблюдений Цейсс-1000/EMCCD. Из кривых блеска была исключена вращательная переменность путем аппроксимации внезатменной части кривых блеска тригонометрическим полиномом. Первая кривая блеска на рис. 4.4a отличается сложной структурой, где помимо затмения белого карлика выделяется слабое затмение горячего пятна. Кривая блеска хорошо аппроксимируется набором из двух трапецидов. Затмение горячего пятна центрировано на фазу  $\phi_b = 1.0359 \pm 0.0015$  и имеет ширину (FWHM)  $\Delta\phi_b = 0.098 \pm 0.008$ . Ширина (FWHM) затмения белого карлика  $\Delta\phi_w = 0.0510 \pm 0.0007$  и продолжительность входа в затмение (или выхода из затмения)  $\Delta\phi_{egr} = 0.0079 \pm 0.0007$  найдены по второй кривой блеска на рис. 4.4b, полученной с большим временным разрешением. При этом в ней уже не проявляется следов затмения горячего пятна.

Помимо отмеченной вращательной переменности с периодом  $P_s$ , в кривых блеска Gaia 19swm также присутствует внезатменная модуляция с орбитальным периодом  $P_{orb}$ . В течение орбитального цикла она имеет двухгорбую структуру, которая хорошо проявляется в наблюдениях ЗТШ (рис. 4.5). Амплитуда внезатменной переменности составляет  $\Delta I_C \approx 0^m.15$ . Возможные варианты интерпретации этого явления приведены в разделе 4.7.

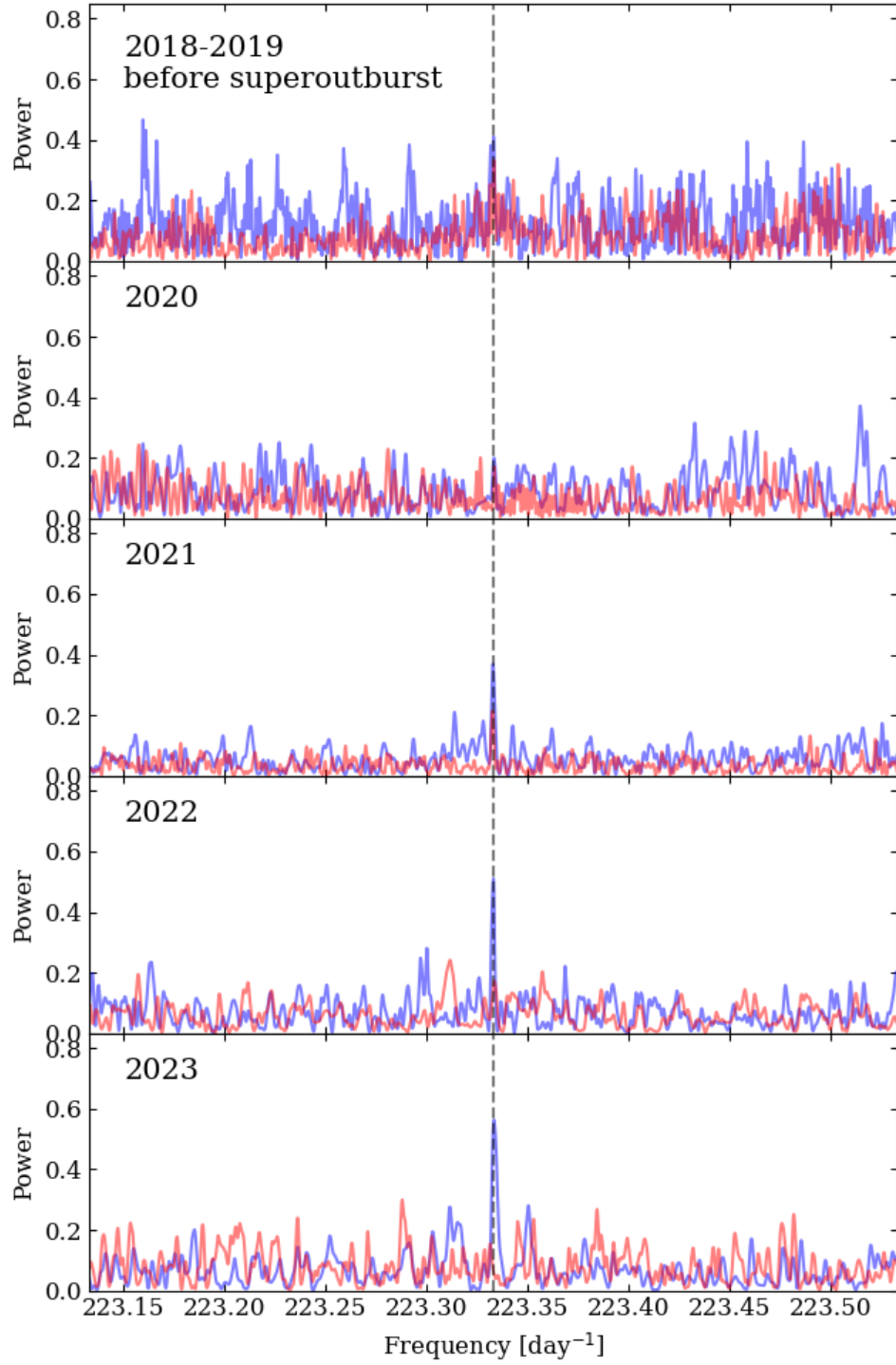


Рисунок 4.3 — Периодограммы Ломба–Скаргла, полученные по данным обзора ZTF за 2018-2019 г. перед вспышкой, 2020 г., 2021 г., 2022 г., 2023 г. Синей линией показаны периодограммы, построенные по данным в полосе  $g$ , а красными — в полосе  $r$ . Пунктирной линией указана частота  $f_s = 223.323 \pm 0.001 \text{ сут}^{-1}$ , найденная по данным наблюдений ЗТШ в 2024 г.

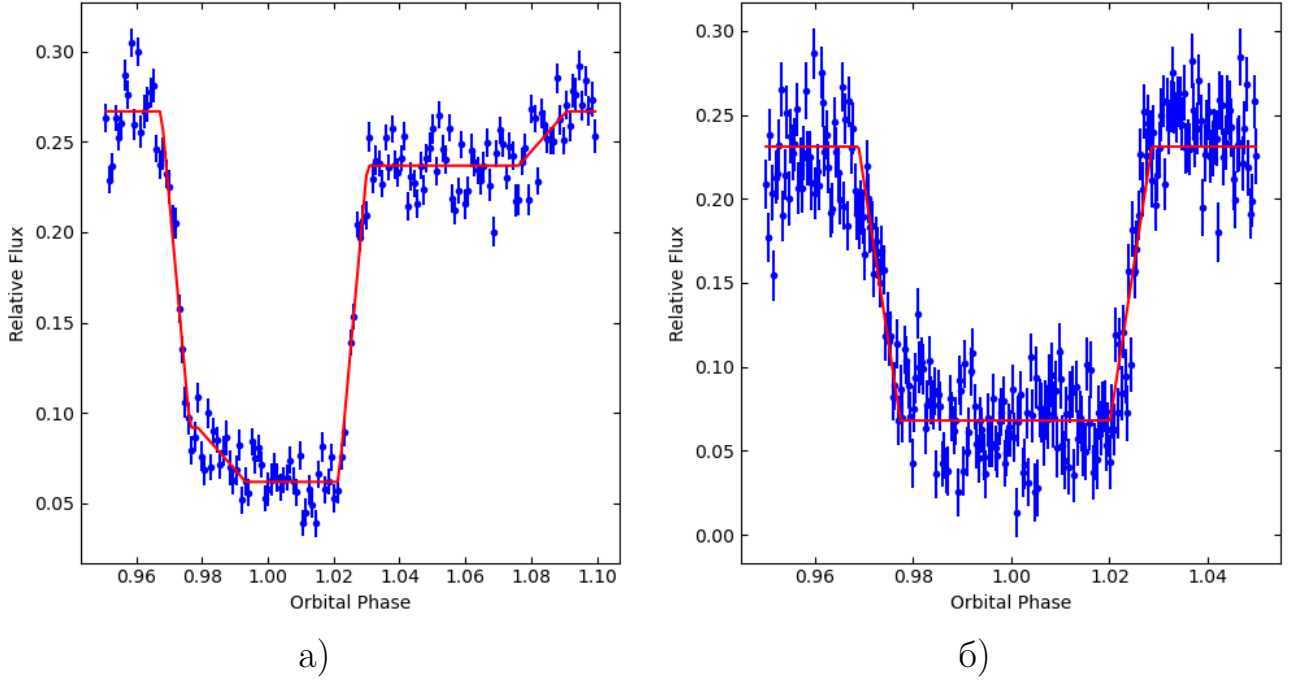


Рисунок 4.4 — Кривые блеска затмения Gaia 19swm, полученные на телескопе Цейсс-1000 с EMCCD-фотометром 15/16 апреля 2024 г. (а) и 03/04 июля 2024 г. (б). Красными линиями показаны аппроксимирующие трапециоды.

## 4.4 Анализ спектроскопии

### 4.4.1 Спектральные особенности

Усреднённые спектры Gaia 19swm представлены на рис. 4.6. Они содержат набор эмиссионных линий, характерный для катаклизмических переменных: бальмеровские линии водорода ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ,  $H\epsilon$ ,  $H\zeta$ ), линии нейтрального гелия ( $HeI$   $\lambda 4020$ ,  $\lambda 4387$ ,  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4921$ ,  $\lambda 5015$ ,  $\lambda 5876$ ,  $\lambda 6678$ ,  $\lambda 7065$ ), слабую линию ионизованного гелия  $HeII$   $\lambda 4686$  и линию ионизованного железа  $FeII$   $\lambda 5169$ . Линии водорода и нейтрального гелия обладают двухпиковым профилем, что типично для карликовых новых с большим наклоном орбитальной плоскости ( $i \sim 90^\circ$ ). В усреднённом спектре по данным 01/02 июля 2024 г. в областях эмиссионных линий  $H\gamma$  и  $H\delta$  обнаруживаются признаки широких абсорбций, формирующихся в атмосфере белого карлика. Для наглядности на рис. 4.6 этот спектр приведен в сравнении с теоретическим спектром белого карлика

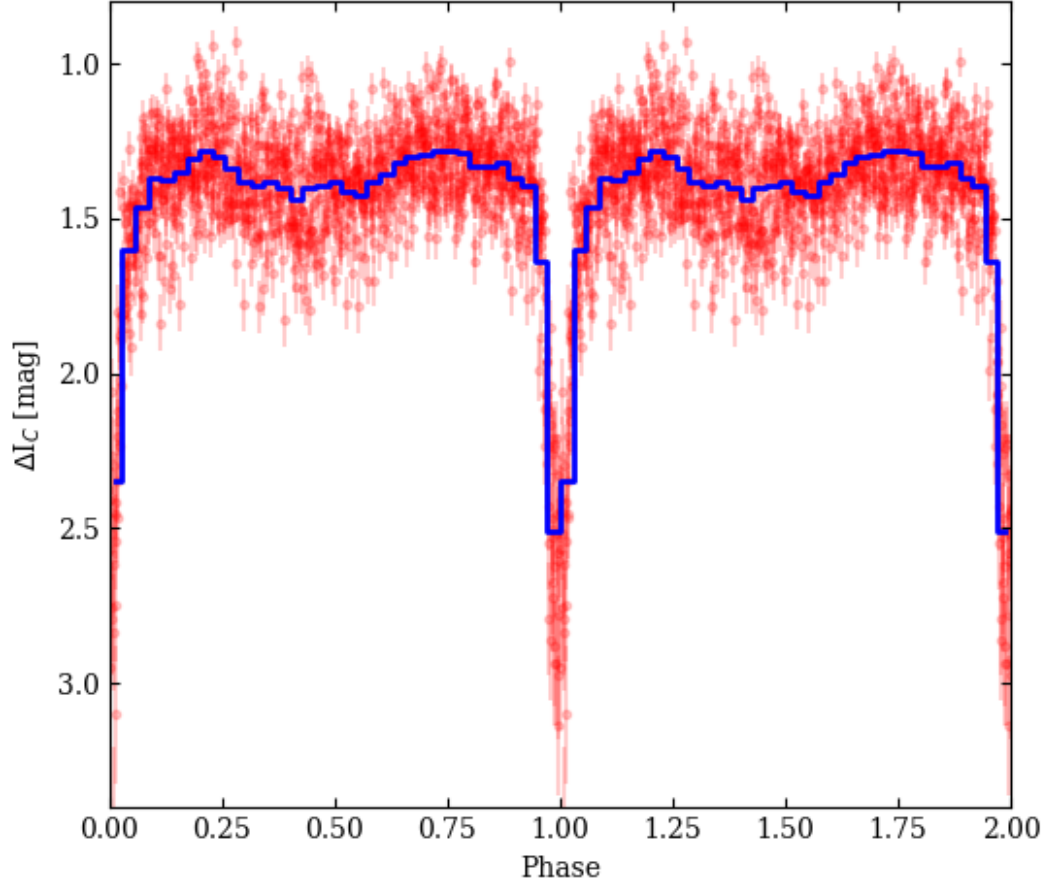


Рисунок 4.5 — Кривая блеска Gaia 19swt, свернутая с орбитальным периодом (красные точки). Измерения блеска получены в полосе  $I_C$  на телескопе ЗТШ в течение четырех ночей. Синей линией показано усреднение кривой блеска в пределах 35 фазовых отрезков.

с эффективной температурой  $T_{eff} = 13000$  К и логарифмом ускорения силы тяжести  $\log g = 8.0$  [126].

#### 4.4.2 Доплеровские томограммы

Доплеровские томограммы Gaia 19swt в линиях  $H\beta$  и  $H\gamma$ , построенные по данным наблюдений 01/02 июля 2024 г., в стандартной проекции представлены на рис. 4.7. Восстановление доплеровских карт выполнено с использованием программного пакета `doptomog` [70; 71], реализующего метод максимума энтропии. Краткое описание метода доплеровской томографии представлено в

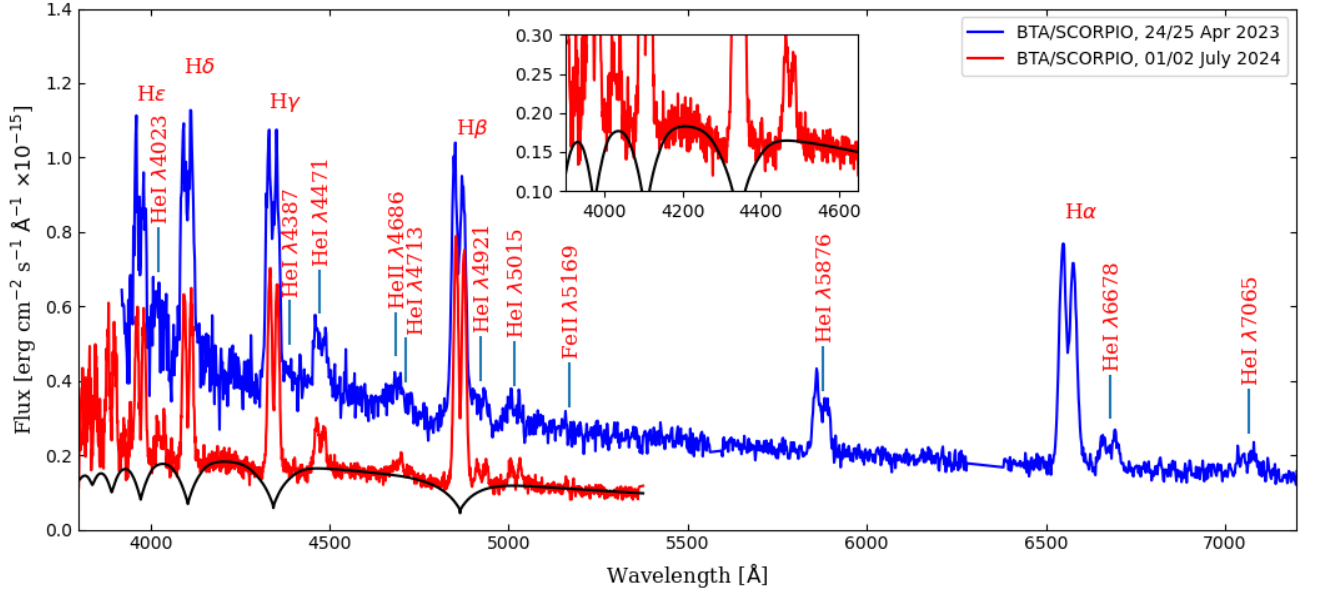


Рисунок 4.6 — Усредненные спектры Gaia 19swm, полученные по наблюдениям 24/25 апреля 2023 г. и 01/02 июля 2024 г (спектр 2023 г. смещен относительно спектра 2024 г.). Черной линией показан теоретический спектр белого карлика с эффективной температурой  $T = 13000$  К и логарифмом ускорения силы тяжести  $\log g = 8.0$ . На рисунке-вставке показана область около линий  $H\gamma$  и  $H\delta$  для более наглядного представления широких балмеровских абсорбций.

разделе 1.2.1. На доплеровских картах в обеих линиях отчётливо видна кольцеобразная структура, соответствующая излучению аккреционного диска. Кроме того, во второй четверти томограмм ( $(v_x \leq 0, v_y \geq 0)$ ) выделяется яркое горячее пятно. Также присутствует второе, менее интенсивное пятно, расположенное в четвёртой четверти томограмм ( $(v_x \geq 0, v_y \leq 0)$ ). Хотя подобная особенность не является типичной для карликовых новых в целом, она встречалась у некоторых систем типа WZ Sge [136; 137]. На томограммы наложена модель Gaia 19swm с отношением масс  $q = 0.11$ , массой белого карлика  $M_1 = 0.66M_\odot$  и наклоном орбиты  $i = 84^\circ$ , полученными в разделе 4.5.1. Из рис. 4.7 видно, что область излучения аккреционного диска в водородных линиях не выходит за пределы радиуса резонанса 3 : 1. Помимо этого, баллистическая траектория вещества, истекающего через точку Лагранжа  $L_1$ , проходит через область горячего пятна.

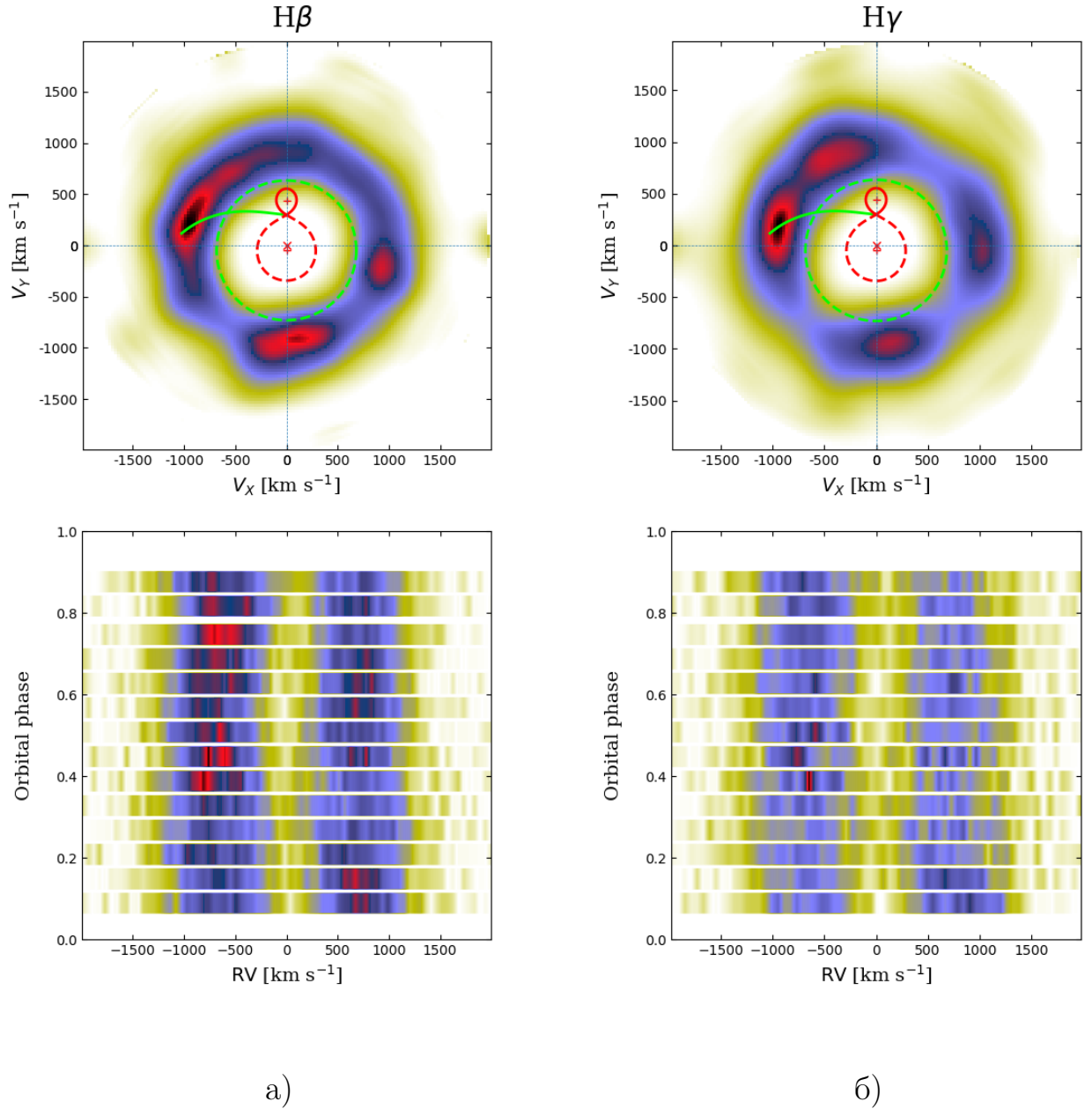


Рисунок 4.7 — Верхняя панель: доплеровские томограммы Gaia 19swm в линиях H $\beta$  (слева) и H $\gamma$  (справа). Нанесены кривые, соответствующие скоростям полостей Роша главного (замкнутая красная пунктирная линия) и вторичного (замкнутая непрерывная линия) компонентов. Зеленой непрерывной линией указана баллистическая траектория частиц, истекающих из точки Лагранжа L $_1$ . Зеленая пунктирная окружность — скорости частиц на орбите вокруг белого карлика, соответствующие радиусу резонанса 3 : 1. Нижняя панель: динамические спектры профилей линий H $\beta$  (слева) и H $\gamma$  (справа), по которым проводилось восстановление доплеровских карт.

### 4.4.3 Кривая лучевых скоростей

В исследовании катаклизмических переменных часто используется метод определения лучевых скоростей, предложенный в работе [138]. Он основан на анализе крыльев эмиссионных линий, формирующихся во внутренних областях аккреционного диска. Предполагается, что измеренные таким образом лучевые скорости в наибольшей степени отражают орбитальное движение белого карлика. Определение лучевых скоростей  $v_r$  проводится решением уравнения  $\int k(v - v_r)r(v)dv = 0$ , где  $r(v)$  — наблюдаемый профиль спектральной линии в шкале скоростей, где  $k(v)$  — разность двух гауссиан, центрированных на противоположные крылья линий. Таким образом, лучевая скорость подбирается так, чтобы гауссианы «захватывали» одинаковое количество потока в крыльях линий. Разделение гауссиан выбиралось больше  $2K_{spot}$ , где  $K_{spot} \approx 900$  км/с — полуамплитуда лучевой скорости горячего пятна (как следует из доплеровских томограмм на рис. 4.7), и ограничивалось сверху значением FWZI линии. Ширины гауссиан варьировались в диапазоне от FWHM/4 до FWHM/2, где FWHM  $\approx 700$  км/с — ширина пика спектральной линии. Однако варьирование параметров гауссиан не позволило получить кривую лучевых скоростей, которую можно было бы надёжно связать с движением белого карлика. Вероятно, имеющегося отношения «сигнал–шум» недостаточно для выделения вклада внутренних областей аккреционного диска, повторяющих движение белого карлика. Либо такие части вовсе отсутствуют из-за ограничения внутреннего радиуса аккреционного диска магнитным полем белого карлика. На рис. 4.8 представлены кривые лучевых скоростей Gaia 19cwm в линиях H $\beta$  и H $\gamma$ , полученные при параметрах  $a = 2500$  км/с и  $\sigma = 300$  км/с ( $\sigma$  — стандартное отклонение гауссианы). На обеих кривых отчётливо выражен эффект затмения аккреционного диска: непосредственно перед серединой затмения ( $\phi = 1$ ) наблюдается резкий скачок лучевой скорости, сменяющийся аналогичным скачком к отрицательным значениям после середины затмения. Вне затмения лучевые скорости распределены случайным образом. Средняя ошибка измерения лучевой скорости вне затмения составляет  $\approx 25$  км/с.

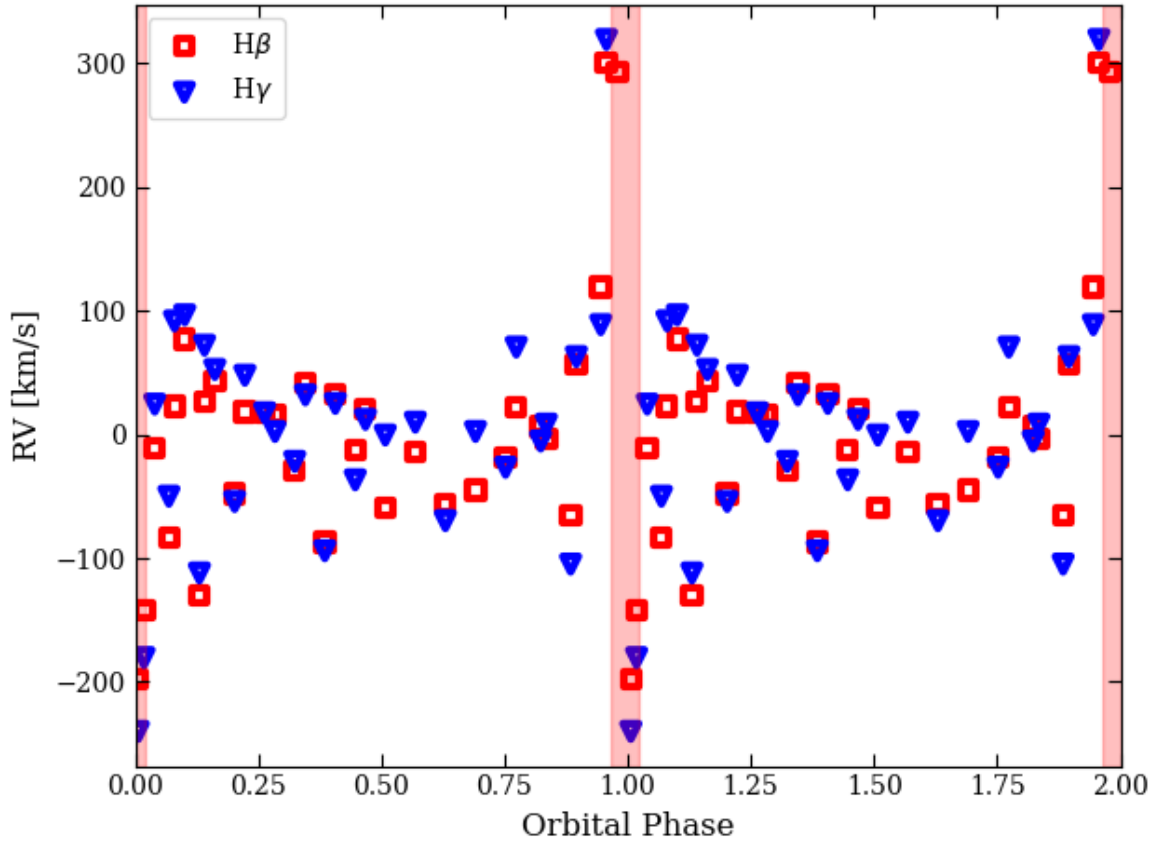


Рисунок 4.8 — Кривая лучевых скоростей Gaia 19swm в линиях  $H\beta$  и  $H\gamma$ . Вертикальными полосами указаны фазы затмения белого карлика.

## 4.5 Оценка фундаментальных параметров

### 4.5.1 Анализ затмения

Оценки параметров системы, таких как отношение масс  $q = M_2/M_1$ , наклонение орбиты  $i$  и относительный радиус аккреционного диска  $R_D/A$  (в единицах большой полуоси  $A$ ), могут быть найдены по форме кривых блеска затмений белого карлика и горячего пятна [139]. Ширина затмения белого карлика  $\Delta\phi_w$  зависит от отношения масс  $q$  и наклонения орбиты  $i$ . Если предположить, что горячее пятно возникает в области пересечения баллистической траектории аккреционной струи, истекающей через точку Лагранжа  $L_1$ , с внешним краем аккреционного диска, то положение центра затмения горячего пятна  $\phi_b$  и его ширина  $\Delta\phi_b$  дают ещё два уравнения, связывающих параметры  $q$ ,  $i$  и  $R_D/A$ . Для вычисления сеток значений  $\Delta\phi_w$ ,  $\phi_b$  и  $\Delta\phi_b$  была использована



упрощённая модель катаклизмической переменной с донором, заполняющим свою полость Роша. Горячее пятно считалось точечным и расположенным в месте пересечения аккреционной струи с внешней границей диска. Траектория аккреционной струи рассчитывалась путём решения ограниченной задачи трёх тел для частиц, покидающих точку Лагранжа  $L_1$  с малой начальной скоростью [140].

На рис. 4.9 представлено решение в плоскости  $q - i$ , полученное из ширины затмения белого карлика  $\Delta\phi_w$ . Видно, что оно накладывает нижнее ограничение на отношение масс  $q \geq 0.06$ . На том же рисунке показана область параметров, обеспечивающая наблюдаемое положение центра затмения горячего пятна  $\phi_b$  и его ширины  $\Delta\phi_b$ . Пересечение этих двух решений соответствует отношению масс  $q = 0.11 \pm 0.02$  и наклонению орбиты  $i = 83.8 \pm 1.1^\circ$ . Для данных параметров относительный радиус аккреционного диска составляет  $R_D/A \approx 0.59$ . Продолжительность входа в затмение  $\Delta\phi_{egr} = 0.0079 \pm 0.0007$  (полученная в разделе 4.3.3) соответствует радиусу белого карлика  $R_1 = 0.0109 - 0.0124 R_\odot$ . Используя соотношение масса–радиус для белых карликов [101], получена оценка массы аккретора  $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$ . Следует отметить, что распределение яркости по поверхности белого карлика, вероятно, является неоднородным вследствие наличия аккреционных пятен. По этой причине модель двойной системы не использовалась при анализе профиля затмения. Вместо этого была применена более простая методика, предполагающая трапецевидную форму затмения.

#### 4.5.2 Спектральное распределение энергии

Для оценки параметров атмосферы белого карлика были использованы данные о потоках излучения Gaia 19cwm в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах. В анализ были включены архивные наблюдения обсерватории GALEX [141] в полосах FUV ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 1550 \text{ \AA}$ ) и NUV ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 2300 \text{ \AA}$ ), данные обзора Pan-STARRS [142], а также минимальные внезатменные потоки, зарегистрированные обзором ZTF в полосах  $g$  и  $r$  до вспышки. Кроме того, по наблюдениям телескопа UVOT орбитальной обсерватории Swift (id = 00014862002) были определены потоки в полосе UVW1 ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 2680 \text{ \AA}$ ). Из данных Swift/UVOT

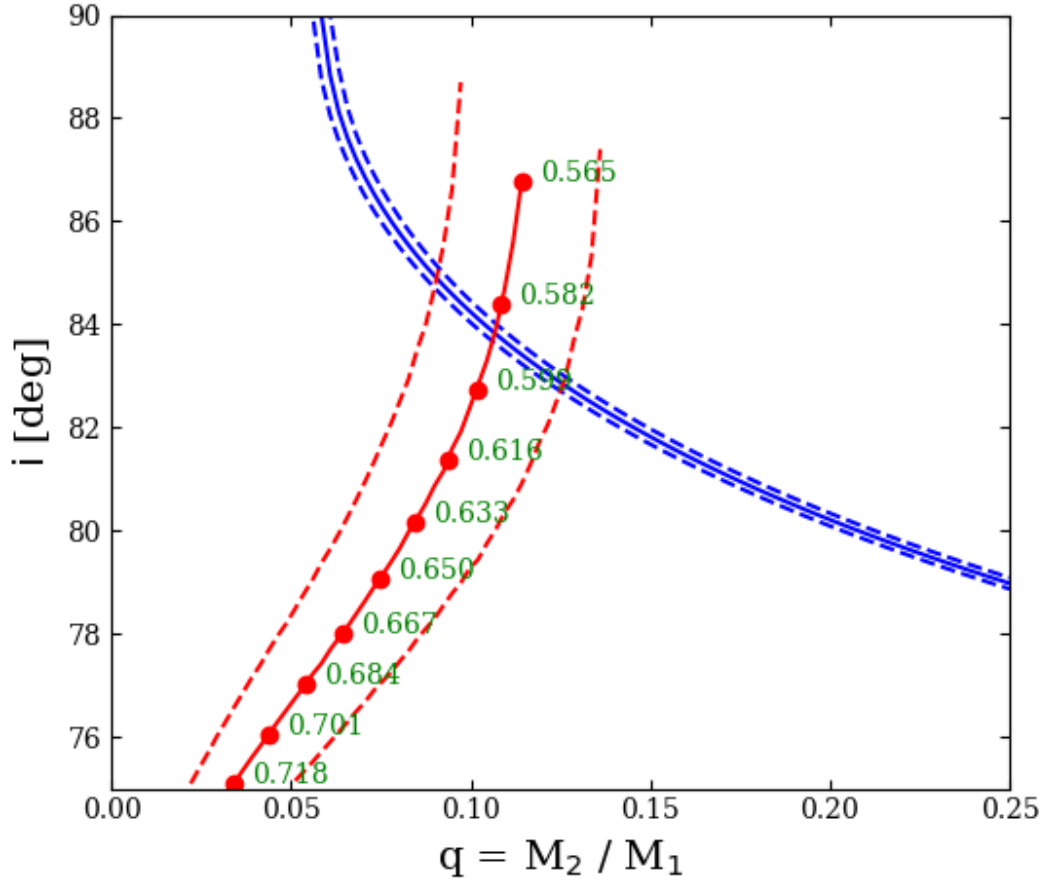


Рисунок 4.9 — Плоскость  $q - i$  с решениями, воспроизводящими наблюдаемую ширину затмения белого карлика (синяя линия) и параметры (положение и ширину) затмения горячего пятна (красная линия). Зелеными подписями указаны значения радиуса диска в единицах большой полуоси  $R_D/A$ , соответствующие параметрам затмения горячего пятна.

были исключены измерения, которые попадают на момент затмения белого карлика. Предполагалось, что в указанных фотометрических полосах доминирует излучение белого карлика. Из кривой блеска затмения на рис. 4.4а следует, что вклад горячего пятна в интегральное излучение системы составляет  $\sim 10\%$ . Затмение аккреционного диска не проявляется в имеющихся кривых блеска и его вклад должен быть меньше. Дальний ультрафиолетовый диапазон часто используется для анализа излучения белого карлика, где вкладом других составляющих системы можно пренебречь. Потoki в полосах NUV и UVW1 не демонстрируют значимых отклонений на диаграмме  $O - C$  (см. рис. 4.10а) и, вероятно, вклад аккреционного диска и горячего пятна в этих полосах не превышает или сравним с соответствующим вкладом в оптическом диапазоне. Фотометрические данные в красной части оптического

спектра и перед бальмеровским скачком не использовались из-за возможного высокого вклада аккреционного диска и горячего пятна [143; 144]. Согласно трёхмерным картам межзвёздного поглощения STILISM<sup>6</sup> избыток цвета для Gaia 19cwm равен  $E(B - V) = 0^m051_{-0.039}^{+0.037}$  с соответствующим поглощением  $A_V \approx 3.1E(B - V) = 0^m16 \pm 0^m11$ . Наблюдаемые потоки были скорректированы за межзвёздную экстинкцию согласно кривой поглощения [98].

Моделирование спектрального распределения энергии Gaia 19cwm в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах выполнялось с использованием ЛТР-моделей атмосфер водородных (DA) белых карликов [126]. Теоретические потоки в фотометрических полосах рассчитывались путём свёртки модельных спектров с соответствующими функциями пропускания фильтров<sup>7</sup>. Форма теоретического спектра зависит от эффективной температуры атмосферы  $T_{eff}$  и ускорения силы тяжести  $\log g$ . Для каждой пары параметров  $(T_{eff}, \log g)$  подбирался масштабирующий множитель, обеспечивающий минимальное значение  $\chi^2$ . Поскольку теоретические потоки рассчитаны у поверхности звезды, множитель для исправленных за межзвёздное поглощение наблюдаемых потоков равен  $\theta^2/4$ , где  $\theta$  — угловой диаметр белого карлика. Карта распределения  $\chi^2$  в плоскости  $T_{eff} - \log g$  представлена на рис. 4.10b. На неё нанесена изолиния для доверительного уровня 90%, показывающая высокую неопределенность в  $\log g$ . Минимум  $\chi^2$  достигается около значений  $T_{eff} = 13080$  К и  $\log g = 8.4$  при критерии  $\chi^2_\nu = 0.93$  ( $\nu = 3$ ).

Для системы Gaia 19cwm в каталоге Gaia DR3 приводится параллакс  $p'' = (4.21 \pm 0.24) \times 10^{-3}$ , соответствующий расстоянию  $D = 237 \pm 13$  Пк [97]. Это позволяет наложить дополнительные ограничения на параметр  $\log g$  белого карлика [148]. При аппроксимации фотометрических потоков в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах определялись угловые диаметры  $\theta$ . В то же время при известном расстоянии угловой диаметр однозначно связан с радиусом белого карлика, который, согласно соотношению масса–радиус [101], определяется значением  $\log g$ . Требование равенства фотометрических угловых диаметров к величине  $2R_1(\log g)/D$  дает решение в плоскости  $T_{eff} - \log g$ , показанное на рис. 4.10. Полученное решение ограничивает ускорение силы тяжести диапазоном  $\log g \in 8.0 - 8.4$ , что соответствует массе белого карлика  $M_1 \in 0.58 - 0.84 M_\odot$ .

<sup>6</sup><https://stilism.obspm.fr>, см. подробнее [145–147]

<sup>7</sup>Функции пропускания использованных фильтров доступны на сайте <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/>

Это ограничение хорошо согласуется с массой  $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$ , определенной из анализа профиля затмения.

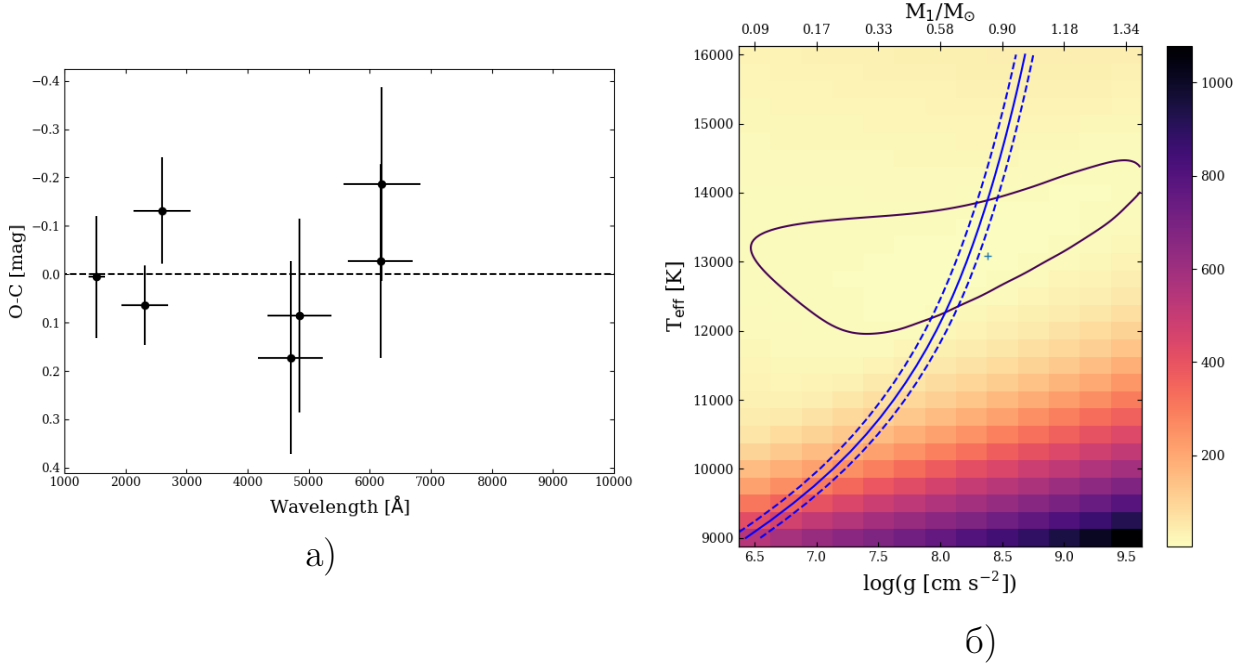


Рисунок 4.10 — а) Диаграмма  $O - C$  между наблюдаемыми и теоретически звездными величинами белого карлика (горизонтальными барами указаны ширины фотометрических полос). б) Карта распределения  $\chi^2$  в плоскости  $T_{\text{eff}} - \log g$ .

## 4.6 Рентгеновский спектр

Переменная Gaia 19cwm попала в поле зрения рентгеновского телескопа XRT орбитальной обсерватории Swift. Спектр Gaia 19cwm получен в диапазоне энергий  $E = 0.2 - 10$  кэВ с экспозицией 3.6 кс (ObsID 00014862002). Экстракция спектральных наблюдений осуществлялась при помощи онлайн-сервиса<sup>8</sup> извлечения данных Swift/XRT [149]. Анализ спектральных данных проводился с использованием программы Xspec пакета HEASoft. Спектр был сгруппирован таким образом, чтобы в каждом спектральном канале было не менее 1 отсчета. Для оценки рентгеновской светимости спектр был описан моделью

<sup>8</sup>Сервис по извлечению наблюдательных данных Swift/XRT доступен по адресу [https://www.swift.ac.uk/user\\_objects/](https://www.swift.ac.uk/user_objects/)

тормозного излучения с поглощением (tbabs(bremss) в Xspec). В модели поглощения tbabs использовался химический состав, предложенный в работе [150]. Применив эмпирическое соотношение [151] к оценке межзвездного поглощения, полученной в разделе 4.5.2, была получена концентрация водорода на луче зрения  $N_H = (0.45 \pm 0.018) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ , которая фиксировалась при моделировании рентгеновских данных. Поскольку спектр имел малое накопление (всего задетектировано 18 отсчетов), аппроксимация была выполнена с использованием C-статистики [152].

Малое накопление не позволяет определить температуру аккреционных пятен, поэтому она была зафиксирована на характерном значении 25 кэВ. Получен рентгеновский поток в диапазоне 0.1 – 10 кэВ  $F_X = (2.4 \pm 0.3) \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , исправленный за межзвездное поглощение. С учётом параллакса  $p'' = (4.21 \pm 0.24) \times 10^{-3}$  [97] следует, что рентгеновская светимость составляет  $L_X = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{31} \text{ эрг/с}$ . Это соответствует темпу аккреции на белый карлик  $\dot{M} \sim L_X R_1 / GM_1 \approx 10^{-12} \text{ M}_\odot/\text{год}$ .

## 4.7 Природа Gaia 19cwm

На долговременной кривой блеска Gaia 19cwm выделяются два типа вспышек. Одна из них — типичная сверхвспышка с амплитудой  $\approx 6^m$ , что соответствует пограничному значению между сверхвспышками катаклизмических переменных типов SU UMa и WZ Sge. Судя по наиболее плотному ряду наблюдений ZTF, сверхвспышек в интервале  $\sim 5$  лет, вероятнее всего, не происходило. Это говорит в пользу того, что Gaia 19cwm является системой типа WZ Sge. Две небольшие вспышки, следующие за супервспышкой, не похожи ни на нормальные вспышки систем типа SU UMa (нормальные вспышки обычно происходят регулярно), ни на ребрайтенинги у «классических» звёзд типа WZ Sge (ребрайтенинги обычно наблюдаются на спаде сверхвспышки, здесь же через  $\approx 10$  сут после её окончания). Интересной особенностью Gaia 19cwm является на  $\approx 0^m.5$  большая яркость после вспышки в сравнении с довспышечным уровнем блеска. По-видимому, это явление является распространённым среди звёзд типа WZ Sge и наблюдалось, например, в системах V455 And [153], LS And [154], KSN:BS-C11a [155], BW Scl [144] (см. также похожие яв-

ления у звёзд типа SU UMa в [156; 157]). Орбитальный период Gaia 19cwm  $P_{\text{orb}} = 0.05994478(4)$  сут ( $\approx 86.32$  мин) хорошо согласуется с распределением периодов звёзд типа WZ Sge, где большая часть систем имеет периоды менее 0.06 сут [47].

Кривые блеска Gaia 19cwm демонстрируют переменность с периодом  $P_s \approx 6.45$  мин, который является стабильным на протяжении, по крайней мере, 4 последних лет. Стабильность периода указывает на его связь с вращением белого карлика, а не с нерадиальными пульсациями, что позволяет классифицировать Gaia 19cwm как промежуточный поляр. Двухгорбая форма фазовой кривой блеска указывает на двухполюсной режим аккреции на белый карлик. Отношение периода вращения белого карлика к орбитальному  $P_s/P_{\text{orb}} \approx 0.075$  принадлежит диапазону 0.01 – 0.1, где располагается большинство известных промежуточных поляр. Наличие вспышечной активности также делает Gaia 19cwm представителем редкого подкласса вспыхивающих промежуточных поляр (см. рис. 8 в работе [158]).

Gaia 19cwm демонстрирует также внезатменную переменность, модулированную с орбитальным периодом. Кривые блеска, свёрнутые с орбитальным периодом, имеют двухгорбую форму (вне затмения). Такое поведение блеска, при сделанных оценках параметров белого карлика, может быть интерпретировано эффектами эллипсоидальности донора с температурой  $T \sim 2500\text{K}$ . Однако, ввиду имеющихся неопределённостей в параметрах системы, не стоит отвергать переменность иной природы. Так, похожая двухгорбая модуляция блеска среди звёзд типа WZ Sge с маломассивными донорами, где яркости донора не достаточно для воспроизведения наблюдаемой амплитуды блеска. Можно выделить три интерпретации этого явления. Первая заключается в изменениях условий видимости горячего пятна (горячей линии), образуемого при взаимодействии аккреционной струи с прозрачным аккреционным диском. Во втором случае двухгорбая переменность ассоциируется со спиральной структурой в аккреционном диске, возникающей при резонансе 2 : 1 [136; 137]. Резонанс 2 : 1 может возникать только во внешних частях аккреционного диска при отношении масс  $q \leq 0.1$ , в пределах ошибок согласующимся с оценкой этого параметра для Gaia 19cwm. Другая интерпретация этого явления предложена [159] и заключается во взаимодействии прецессирующей волны плотности с ударными областями в диске.

Из анализа профиля затмения сделаны оценки отношения масс  $q = 0.11 \pm 0.02$  и наклона орбиты  $i = 83.8 \pm 1.1^\circ$ . Продолжительность входа в затмение соответствует массе белого карлика  $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$ . Масса донора  $M_2 = 0.073 \pm 0.015 M_\odot$  близка к массе  $M_{bounce} = 0.063^{+0.005}_{-0.002} M_\odot$ , при которой происходит изменение эволюции катаклизмической переменной с уменьшающегося периода на возрастающий ([113], см. также [8]). Однако стоит отметить, что оценка массы белого карлика модельно зависима и на неё может сказываться вклад излучения аккреционного диска, смещение центра яркости горячего пятна от баллистической траектории и наличие аккреционных пятен на поверхности белого карлика. Так как оценка вклада диска по кривой блеска невелика (не более 10%), определение массы белого карлика проводилось в пренебрежении возможным вкладом диска. Найденная оценка температуры белого карлика  $T \approx 13000$  К является естественной для катаклизмических переменных с орбитальными периодами  $P \sim 80 - 90$  мин [8; 24; 41]. Доплеровские томограммы Gaia 19cwm демонстрируют наличие горячего пятна, формирующегося при взаимодействии аккреционной струи и аккреционного диска. Также томограммы показывают излучение аккреционного диска, формирующееся внутри радиуса резонанса 3 : 1. В кривых лучевых скоростей не проявляется орбитальное движение внутренних частей аккреционного диска ( $K \lesssim 50$  км/с), что согласуется с малым отношением масс системы.

Низкая рентгеновская светимость  $L_X = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{31}$  эрг/с позволяет отнести Gaia 19cwm к группе промежуточных полярных LLIP<sup>9</sup> (Low Luminosity Intermediate Polars, [160]), удовлетворяющих ограничению  $L_X < 10^{33}$  эрг/с. К этому же типу, вероятно, относится недавно открытый промежуточный поляр SRGe J194401.8+28445 [161]. Полученное ограничение на рентгеновскую светимость согласуется со светимостью звёзд типа WZ Sge в спокойном состоянии [144; 162; 163]. Низкий темп аккреции на белый карлик  $\dot{M} \lesssim 10^{-12} M_\odot/\text{год}$  ожидаем для звёзд типа WZ Sge в спокойном состоянии [144]. Однако следует отметить, что рентгеновская светимость в спокойном состоянии плохо отражает темп массопереноса в системе, поскольку темп аккреции в аккреционном диске уменьшается при приближении к белому карлику [42].

<sup>9</sup>См. также <https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphone/catalog/llip.html>

## 4.8 Заключение к главе 4

В данной главе выполнен анализ фотометрических и спектроскопических наблюдений транзита Gaia 19swm, позволивший установить его физическую природу, определить параметры системы и уточнить её эволюционный статус. Анализ долговременной кривой блеска, построенной на основе данных фотометрических обзоров, выявил сверхвспышку с амплитудой  $\approx 6^m$  и длительностью  $\sim 12 - 14$  суток, а также два последующих поярчения. Отсутствие регулярных нормальных вспышек и, вероятно, длительные интервалы между сверхвспышками указывают на принадлежность Gaia 19swm к классу карликовых новых типа WZ Sge.

По данным ZTF впервые определён орбитальный период системы  $P_{\text{orb}} = 86.32$  мин. Также была обнаружена устойчивая внезатменная переменность с периодом  $\approx 6.45$  мин, сохраняющаяся на протяжении не менее четырёх лет. Её интерпретация в качестве периода вращения белого карлика в двухполюсном режиме аккреции позволяет отнести систему к промежуточным полярам. Кроме того, выявлена орбитальная модуляция блеска вне затмения с амплитудой  $\Delta I_c \approx 0.^m15$ , которая может быть связана с эллипсоидальностью донора, либо со структурой аккреционного диска.

Анализ кривых блеска выявил наличие затмений белого карлика и горячего пятна, что позволило получить оценки фундаментальных параметров системы: отношения масс  $q = 0.11 \pm 0.02$ , наклона орбиты  $i = 83.8 \pm 1.1^\circ$ , массы белого карлика  $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$  и массы донора  $M_2 = 0.073 \pm 0.015 M_\odot$ . Последнее значение близко к предсказанному теоретически  $M_{\text{bounce}}$ , что указывает на возможное нахождение системы вблизи стадии период-баунсера.

Спектральные данные демонстрируют типичный для КП набор эмиссионных линий водорода и гелия с двухпиковым профилем, а также широкие фотосферные абсорбции белого карлика. Доплеровские томограммы в линиях H $\beta$  и H $\gamma$  подтверждают наличие аккреционного диска и горячего пятна в области пересечения струи с диском. Анализ лучевых скоростей по крыльям эмиссионных линий не выявил явного орбитального движения внутренних частей аккреционного диска, связанных с белым карликом.

Для определения параметров атмосферы аккретора выполнено моделирование спектрального распределения энергии на основе ультрафиолетовых и



оптических потоков с использованием моделей водородных белых карликов. Полученная эффективная температура белого карлика составила около 13000 К, что согласуется с параметрами КП с короткими орбитальными периодами. Анализ рентгеновских данных с обсерватории *Swift*/XRT показал низкую рентгеновскую светимость  $L_X \approx 1.6 \times 10^{31}$  эрг/с, соответствующую темпу аккреции  $\dot{M} \sim 10^{-12} M_\odot/\text{год}$ .

В результате можно заключить, что Gaia 19swm представляет собой редкую затменную карликовую новую типа WZ Sge с признаками промежуточного поляра. Сочетание наблюдательных особенностей делает данную систему интересным объектом для изучения поздних этапов эволюции КП.

## Заключение

В данной диссертационной работе проведено комплексное исследование магнитных КП на поздних стадиях эволюции с орбитальными периодами, близкими к минимальному. Основное внимание уделено определению фундаментальных параметров компонентов систем, исследованию структуры аккреционных потоков и изучению характеристик магнитного поля белых карликов в условиях низкого темпа массопереноса. Работа направлена на получение новых наблюдательных ограничений для современных моделей эволюции магнитных КП, происхождения магнитных полей белых карликов и формирования систем на стадии период-баунсера.

Исследование основано на оригинальных фотометрических и спектроскопических наблюдениях, полученных на телескопах САО РАН и других обсерваторий, а также данных современных обзоров неба. Для анализа наблюдательных данных использованы методы исследования временных рядов, описания спектрального распределения энергии, доплеровской томографии, анализа зеемановского расщепления фотосферных линий и моделирования циклотронного излучения. С их помощью выполнено детальное исследование трёх короткопериодических магнитных КП — V379 Vir, IL Leo и Gaia 19cwm. Основные результаты исследования заключаются в следующем:

1. Выполнен комплексный анализ поляра V379 Vir с коричневым карликом, находящегося на стадии период-баунсера. По данным долговременных фотометрических наблюдений установлено, что система в течение не менее 20 лет находится в состоянии низкого темпа массопереноса. Уточнён орбитальный период системы  $P_{\text{orb}} = 88.426 \pm 0.001$  мин. По результатам моделирования спектрального распределения энергии определены параметры белого карлика:  $M_1 = 0.61 \pm 0.05 M_{\odot}$ ,  $R_1 = 0.012 \pm 0.001 R_{\odot}$  и  $T_{\text{eff},1} = 10930 \pm 350$  К. Для вторичной компоненты получены параметры, соответствующие коричневому карлику спектрального класса L6–L8:  $R_2 = 0.095 \pm 0.018 R_{\odot}$  и  $T_{\text{eff},2} = 1600 \pm 180$  К. На основе моделирования циклотронного излучения определён темп аккреции  $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$ , характерный для полярных в низком состоянии и существенно превышающий значения при ветровой аккреции. По описанию динамического спектра и доплеровской томо-

графии показано, что основная часть эмиссии линии  $H\alpha$  формируется в аккреционной струе вблизи точки Лагранжа  $L_1$ , а не на облучаемой поверхности донора. Впервые для системы построена магнитная кривая, отражающая изменение наблюдаемой напряжённости магнитного поля белого карлика в пределах 4.5 – 7.5 МГс. Установлено, что магнитное поле белого карлика обладает сложной топологией, отличающейся от дипольной конфигурации.

2. Проведено оптическое исследование поляра IL Leo в низком состоянии аккреции. По данным фотометрических обзоров установлено, что система демонстрирует переходы между состояниями с изменением блеска на  $\sim 2-3^m$ . Уточнён её орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 82.428 \pm 0.001$  мин и выявлена фазовая корреляция между оптическим и ультрафиолетовым излучением. На основе моделирования спектрального распределения энергии определены параметры белого карлика:  $M_1 = 0.74 \pm 0.05 M_{\odot}$ ,  $R_1 = 0.0107 \pm 0.0006 R_{\odot}$  и  $T_{\text{eff}} = 12700 \pm 360$  К. По анализу земановского расщепления бальмеровских линий определена средняя напряжённость магнитного поля белого карлика  $B = 40.5$  МГс. На основе фазово-разрешённой спектроскопии и доплеровской томографии показано, что эмиссия линии  $H\alpha$  формируется преимущественно в аккреционной струе. В результате моделирования циклотронных гармоник по двум наборам спектров определены координаты аккреционного пятна на поверхности белого карлика, его относительная площадь  $f \approx 1.5 \times 10^{-3}$  и наклонение оси вращения аккретора  $i \approx 69^\circ$ . Получены оценки темпа аккреции  $\dot{M} = (4.07 \pm 0.46) \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$  по данным БТА и  $\dot{M} = (2.50 \pm 0.31) \times 10^{-13} M_{\odot}/\text{год}$  по данным VLT, характерные для полярных в низком состоянии.
3. На основе фотометрических и спектроскопических наблюдений установлено, что транзиент Gaia 19swm является затменной карликовой новой типа WZ Sge, содержащей магнитный белый карлик. По данным архивных обзоров выявлена сверхвспышка амплитудой около  $6^m$  и длительностью 12 – 14 суток с двумя последующими послесвечениями. Впервые определён орбитальный период системы  $P_{\text{orb}} = 86.32048 \pm 0.00005$  мин и обнаружена устойчивая переменность с периодом  $P_s \approx 6.45$  мин, интерпретируемая как период вращения белого карлика. Анализ профиля затмения позволил определить основные па-

параметры системы: отношение масс  $q = 0.11 \pm 0.02$ , наклонение орбиты  $i = 83.8 \pm 1.1^\circ$ , массу аккретора  $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$  и массу донора  $M_2 = 0.073 \pm 0.015 M_\odot$ . По данным моделирования спектрального распределения энергии получена оценка эффективной температуры белого карлика  $T_{\text{eff}} \approx 13000$  К. Доплеровская томография подтвердила наличие аккреционного диска и горячего пятна, а также выявила дополнительную область эмиссии. Рентгеновские наблюдения показали низкую светимость системы  $L_X = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{31}$  эрг/с, соответствующую темпу аккреции порядка  $\dot{M} \sim 10^{-12} M_\odot/\text{год}$ . Таким образом, система Gaia 19swm также относится к промежуточным полярам с низкой рентгеновской светимостью.

Полученные результаты расширяют существующие представления о свойствах магнитных КП на поздних стадиях эволюции. Для исследованных систем определены фундаментальные параметры компонентов, характеристики аккреции и свойства магнитного поля белых карликов, необходимые для понимания механизма массопереноса в условиях низкого темпа аккреции и его наблюдательных проявлений.

Особое значение имеют результаты исследования магнитных полей белых карликов. Анализ зеемановского расщепления спектральных линий и циклотронного излучения позволил получить новые сведения о напряжённости и топологии магнитного поля. Перспективным направлением являются дальнейшие спектрополяриметрические исследования, которые позволят выполнить доплер–зеемановское картирование поверхности белых карликов и получить более детальную информацию о распределении магнитного поля.

Полученные данные накладывают новые наблюдательные ограничения на современные сценарии происхождения магнитных полей белых карликов и эволюции магнитных КП. Особую важность эти оценки имеют для уточнения представлений о поздних этапах эволюции КП и причинах наблюдаемого дефицита период-баунсеров. Результаты работы могут быть использованы при интерпретации данных современных фотометрических и спектроскопических обзоров неба, а также в дальнейших исследованиях магнитных КП.

**Благодарности.** Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Колбину А. И. за многолетнюю поддержку, терпение, помощь в решении научных задач, формирование исследовательского интереса и постоянное внимание к работе. Автор благодарит сотрудников обсерваторий САО РАН и КрАО РАН, участвовавших в наблюдениях на телескопах и получении оригинальных научных данных. Отдельная благодарность сотрудникам Лаборатории спектроскопии и фотометрии внегалактических объектов САО РАН за поддержку работы прибора SCORPIO-1, на данных с которого во многом основано настоящее исследование. Автор признателен коллегам и сотрудникам кафедры астрономии и космической геодезии КФУ за полученный ценный опыт наблюдений на телескопе РТТ-150, профессиональное общение и расширение научного кругозора. Особую благодарность автор выражает своим родным и близким за понимание, поддержку и веру в него на протяжении всего пути работы над диссертацией.

## Список литературы

1. *Warner, B.* Cataclysmic variable stars. Vol. 28 / B. Warner. — Cambridge University Press, 1995.
2. *Hellier, C.* Cataclysmic Variable Stars / C. Hellier. — Springer, 2001.
3. *Cropper, M.* The Polars / M. Cropper // Space Science Reviews. — 1990. — Dec. — Vol. 54, no. 3/4. — P. 195—295.
4. *Patterson, J.* The DQ Herculis Stars / J. Patterson // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1994. — Mar. — Vol. 106. — P. 209.
5. Evidence for Intermediate Polars as the Origin of the Galactic Center Hard X-ray Emission / C. J. Hailey [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2016. — Aug. — Vol. 826, no. 2. — P. 160.
6. *Hameury, J.-M.* Dwarf nova outbursts in intermediate polars / J.-M. Hameury, J.-P. Lasota // Astronomy & Astrophysics. — 2017. — June. — Vol. 602. — A102.
7. Search for Magnetic Accretion in SW Sextantis Systems / I. J. Lima [et al.] // The Astronomical Journal. — 2021. — May. — Vol. 161, no. 5. — P. 225.
8. *Knigge, C.* The Evolution of Cataclysmic Variables as Revealed by Their Donor Stars / C. Knigge, I. Baraffe, J. Patterson // The Astrophysical Journal Supplement. — 2011. — June. — Vol. 194, no. 2. — P. 28.
9. No cataclysmic variables missing: higher merger rate brings into agreement observed and predicted space densities / D. Belloni [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — Aug. — Vol. 478, no. 4. — P. 5626—5637.
10. A Volume-limited Sample of Cataclysmic Variables from Gaia DR2: Space Density and Population Properties / A. F. Pala [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. — May. — Vol. 494, no. 3. — P. 3799—3827.

11. Cataclysmic Variables from Sloan Digital Sky Survey - V. The search for period bouncers continues / K. Inight [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Nov. — Vol. 525, no. 3. — P. 3597—3625.
12. *Ferrario, L.* Magnetic White Dwarfs / L. Ferrario, D. de Martino, B. T. Gänsicke // Space Science Reviews. — 2015. — Oct. — Vol. 191, no. 1—4. — P. 111—169.
13. Binary star origin of high field magnetic white dwarfs / C. A. Tout [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2008. — June. — Vol. 387, no. 2. — P. 897—901.
14. Post common envelope binaries from the SDSS. VI. SDSS J120615.73+510047.0: a new low accretion rate magnetic binary / A. D. Schwope [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2009. — June. — Vol. 500, no. 2. — P. 867—872.
15. Evidence for reduced magnetic braking in polars from binary population models / D. Belloni [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. — Feb. — Vol. 491, no. 4. — P. 5717—5731.
16. The origin and evolution of magnetic white dwarfs in close binary stars / M. R. Schreiber [et al.] // Nature Astronomy. — 2021. — Apr. — Vol. 5. — P. 648—654.
17. *Castro-Tapia, M.* Magnetic Field Evolution for Crystallization-driven Dynamos in C/O White Dwarfs / M. Castro-Tapia, S. Zhang, A. Cumming // The Astrophysical Journal. — 2024. — Nov. — Vol. 975, no. 1. — P. 63.
18. Main sequence dynamo magnetic fields emerging in the white dwarf phase / M. Camisassa [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2024. — Nov. — Vol. 691. — P. L21.
19. SDSS unveils a population of intrinsically faint cataclysmic variables at the minimum orbital period / B. T. Gänsicke [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2009. — Aug. — Vol. 397, no. 4. — P. 2170—2188.
20. *Pretorius, M. L.* The space density of magnetic cataclysmic variables / M. L. Pretorius, C. Knigge, A. D. Schwope // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2013. — June. — Vol. 432, no. 1. — P. 570—583.

21. Informing the Cataclysmic Variable Sequence from Gaia Data: The Orbital-period-Color-Absolute-magnitude Relationship / E. S. Abrahams [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2022. — Oct. — Vol. 938, no. 1. — P. 46.
22. White dwarf masses and nova efficiency in magnetic cataclysmic variables. / J. M. Hameury [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1989. — Apr. — Vol. 237. — P. 835—844.
23. *Webbink, R. F.* Cataclysmic variable evolution: AM Her binaries and the period gap / R. F. Webbink, D. T. Wickramasinghe // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2002. — Sept. — Vol. 335, no. 1. — P. 1—9.
24. *Townsley, D. M.* Cataclysmic Variable Primary Effective Temperatures: Constraints on Binary Angular Momentum Loss / D. M. Townsley, B. T. Gänsicke // The Astrophysical Journal. — 2009. — Mar. — Vol. 693, no. 1. — P. 1007—1021.
25. *Schreiber, M. R.* Period bouncers as detached magnetic cataclysmic variables / M. R. Schreiber, D. Belloni, J. van Roestel // Astronomy & Astrophysics. — 2023. — Nov. — Vol. 679. — P. L8.
26. Theory of wind accretion / N. I. Shakura [et al.] // European Physical Journal Web of Conferences. Vol. 64. — 2014. — P. 02001. — (European Physical Journal Web of Conferences).
27. *Kopal, Z.* Close binary systems / Z. Kopal. — 1959.
28. *Hut, P.* Tidal evolution in close binary systems. / P. Hut // Astronomy & Astrophysics. — 1981. — ИЮНЬ. — Т. 99. — С. 126—140.
29. *Lamers, H. J. G. L. M.* Understanding Stellar Evolution / H. J. G. L. M. Lamers, E. M. Levesque. — 2017.
30. Morphology of the Interaction Between the Stream and Cool Accretion Disk in a Semidetached Binary System / D. V. Bisikalo [et al.] // Astronomy Reports. — 2003. — Oct. — Vol. 47, no. 10. — P. 809—820.
31. A catalogue of cataclysmic variables from 20 yr of the Sloan Digital Sky Survey with new classifications, periods, trends, and oddities / K. Inight [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — ОКТ. — Т. 524, № 4. — С. 4867—4898. — arXiv: 2304.06749 [astro-ph.SR].



32. *Paczynski, B.* Common Envelope Binaries / B. Paczynski // Structure and Evolution of Close Binary Systems. Vol. 73 / ed. by P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan. — 1976. — P. 75. — (IAU Symposium).
33. *Iben Jr., I.* Common Envelopes in Binary Star Evolution / I. Iben Jr., M. Livio // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1993. — Дек. — Т. 105. — С. 1373.
34. *Tutukov, A. V.* Evolution of close binary stars: theory and observations / A. V. Tutukov, A. M. Cherepashchuk // Physics Uspekhi. — 2020. — Март. — Т. 63, № 3. — С. 209—244.
35. *Pala, A. F.* The evolution of cataclysmic variables : дис. ... канд. / Pala Anna Francesca. — University of Warwick, UK, 01.2018.
36. *Mestel, L.* Magnetic braking by a stellar wind-I / L. Mestel // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1968. — Vol. 138. — P. 359.
37. *Rappaport, S.* A new technique for calculations of binary stellar evolution application to magnetic braking. / S. Rappaport, F. Verbunt, P. C. Joss // The Astrophysical Journal. — 1983. — Vol. 275. — P. 713—731.
38. *Knigge, C.* The donor stars of cataclysmic variables / C. Knigge // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2006. — Дек. — Т. 373, № 2. — С. 484—502. — arXiv: astro-ph/0609671 [astro-ph].
39. *Ritter, H.* Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Seventh edition) / H. Ritter, U. Kolb // Astronomy and Astrophysics. — 2003. — Vol. 404. — P. 301—303.
40. *Kotze, E. J.* Transforming Doppler tomography to unravel the accretion dynamics in cataclysmic variables : дис. ... канд. / Kotze Enrico Juan. — University of Cape Town, South Africa, 01.2017.
41. Constraining the evolution of cataclysmic variables via the masses and accretion rates of their underlying white dwarfs / A. F. Pala [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Мар. — Vol. 510, no. 4. — P. 6110—6132.
42. *Cannizzo, J. K.* The Limit Cycle Instability in Dwarf Nova Accretion Disks / J. K. Cannizzo // Accretion Disks in Compact Stellar Systems / ed. by J. C. Wheeler. — 1993. — P. 6—40.

43. *Shakura, N. I.* Black holes in binary systems. Observational appearance. / N. I. Shakura, R. A. Sunyaev // *Astronomy & Astrophysics*. — 1973. — Jan. — Vol. 24. — P. 337—355.
44. *Osaki, Y.* A Model for WZ Sagittae-Type Dwarf Novae: SU UMa/WZ Sge Connection / Y. Osaki // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 1995. — Feb. — Vol. 47, no. 1. — P. 47—58.
45. Superhumps in Cataclysmic Binaries. XXV.  $q_{crit}$ ,  $e(q)$ , and Mass-Radius / J. Patterson [et al.] // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2005. — Vol. 117, no. 837. — P. 1204—1222.
46. *Kato, T.* New Method of Estimating Binary's Mass Ratios by Using Superhumps / T. Kato, Y. Osaki // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2013. — Vol. 65. — P. 115.
47. *Kato, T.* WZ Sge-type dwarf novae / T. Kato // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2015. — Dec. — Vol. 67, no. 6. — P. 108.
48. *Hameury, J.-M.* A model for WZ SGE with 'standard' values of alpha / J.-M. Hameury, J.-P. Lasota, J.-M. Hure // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1997. — June. — Vol. 287, no. 4. — P. 937—940.
49. Magnetically moderated outbursts of WZ Sagittae / O. M. Matthews [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2007. — Feb. — Vol. 375, no. 1. — P. 105—114.
50. Studying the Interplay Between Plasmas and Magnetic Fields in the Laboratory / P. Mabey [и др.]. — 02.2020. — Lagrange Seminar, Laboratoire J.-L. Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur.
51. SDSS J134441.83+204408.3: A Highly Asynchronous Short-period Magnetic Cataclysmic Variable with a 56 MG Field Strength / C. Littlefield [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2023. — Vol. 943, no. 2. — P. L24.
52. Short-duration accretion states of Polars as seen in TESS and ZTF data / C. Duffy [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — Nov. — Vol. 516, no. 3. — P. 3144—3158.
53. *Hessman, F. V.* The history and source of mass-transfer variations in AM Herculis / F. V. Hessman, B. T. Gänsicke, J. A. Mattei // *Astronomy & Astrophysics*. — 2000. — Sept. — Vol. 361. — P. 952—958.

54. *Beuermann, K.* AM Herculis Binaries / K. Beuermann, A. D. Schwope // Interacting Binary Stars. Vol. 56 / ed. by A. W. Shafter. — 01/1994. — P. 119. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
55. *Campbell, R. K.* Cyclotron Modeling Phase-Resolved Infrared Spectroscopy of Polars. III. AM Herculis and ST Leo Minoris / R. K. Campbell, T. E. Harrison, S. Kafka // The Astrophysical Journal. — 2008. — Aug. — Vol. 683, no. 1. — P. 409—423.
56. *Livio, M.* Star Spots and the Period Gap in Cataclysmic Variables / M. Livio, J. E. Pringle // The Astrophysical Journal. — 1994. — June. — Vol. 427. — P. 956.
57. *King, A. R.* Low States in Cataclysmic Variables / A. R. King, J. K. Cannizzo // The Astrophysical Journal. — 1998. — May. — Vol. 499, no. 1. — P. 348—354.
58. LARPs – Low-accretion rate polars / A. D. Schwope [et al.] // The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects. Vol. 261 / ed. by B. T. Gänsicke, K. Beuermann, K. Reinsch. — 01/2002. — P. 102. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
59. *Webbink, R. F.* A Model for Low Accretion Rate Polars / R. F. Webbink, D. T. Wickramasinghe // The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects. Vol. 330 / ed. by J. .-. Hameury, J. .-. Lasota. — 08/2005. — P. 137. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
60. *Beuermann, K.* Einstein Observations of EF Eridani (2A 0311-227), The Textbook Example of AM Herculis-Type Systems / K. Beuermann, L. Stella, J. Patterson // The Astrophysical Journal. — 1987. — May. — Vol. 316. — P. 360.
61. XMM-Newton observations of EF Eridani: the textbook example of low-accretion rate polars / A. D. Schwope [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2007. — July. — Vol. 469, no. 3. — P. 1027—1031.
62. Phase-resolved spectroscopic observations of the magnetic cataclysmic binary EF Eridani: revealing complex magnetic accretion during a high state / Z. N. Khangale [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2025. — Nov. — Vol. 544, no. 1. — P. 309—320.

63. Discovery of a Magnetic White Dwarf/Probable Brown Dwarf Short-Period Binary / G. D. Schmidt [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2005. — Sept. — Vol. 630, no. 2. — P. L173—L176.
64. Detection of a Variable Infrared Excess around SDSS J121209.31+013627.7 / J. H. Debes [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2006. — Aug. — Vol. 647, no. 2. — P. L147—L150.
65. *Farihi, J.* A Near-Infrared Spectroscopic Study of the Accreting Magnetic White Dwarf SDSS J121209.31+013627.7 and Its Substellar Companion / J. Farihi, M. R. Burleigh, D. W. Hoard // The Astrophysical Journal. — 2008. — Feb. — Vol. 674, no. 1. — P. 421—430.
66. X-ray orbital modulation of a white dwarf accreting from an L dwarf. The system SDSS J121209.31+013627.7 / B. Stelzer [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2017. — Feb. — Vol. 598. — P. L6.
67. *Marsh, T. R.* Doppler Tomography / T. R. Marsh, A. D. Schwope // Astronomy at High Angular Resolution. Vol. 439 / ed. by H. M. J. Boffin [et al.]. — 01/2016. — P. 195. — (Astrophysics and Space Science Library).
68. *Spruit, H. C.* Fast maximum entropy Doppler mapping / H. C. Spruit // arXiv e-prints. — 1998. — Июнь. — astro-ph/9806141. — arXiv: astro-ph/9806141 [astro-ph].
69. *Horne, K.* Images of accretion discs -I. The eclipse mapping method. / K. Horne // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1985. — Mapт. — T. 213. — C. 129—141.
70. *Kotze, E. J.* Exploring inside-out Doppler tomography: magnetic cataclysmic variables / E. J. Kotze, S. B. Potter, V. A. McBride // Astronomy & Astrophysics. — 2016. — Oct. — Vol. 595. — A47.
71. *Kotze, E. J.* Exploring inside-out Doppler tomography: non-magnetic cataclysmic variables / E. J. Kotze, S. B. Potter, V. A. McBride // Astronomy & Astrophysics. — 2015. — July. — Vol. 579. — A77.
72. *Wickramasinghe, D. T.* Magnetism in Isolated and Binary White Dwarfs / D. T. Wickramasinghe, L. Ferrario // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2000. — July. — Vol. 112, no. 773. — P. 873—924.

73. Magnetic white dwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey / S. O. Kepler [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2013. — Mar. — Vol. 429, no. 4. — P. 2934—2944.
74. *Schimeczek, C.* Atomic Data for the Spectral Analysis of Magnetic DA White Dwarfs in the SDSS / C. Schimeczek, G. Wunner // The Astrophysical Journal Supplement. — 2014. — June. — Vol. 212, no. 2. — P. 26.
75. *Ramaty, R.* Gyrosynchrotron Emission and Absorption in a Magnetoactive Plasma / R. Ramaty // The Astrophysical Journal. — 1969. — Ноябрь. — Т. 158. — С. 753.
76. *Chanmugam, G.* Polarized radiation from hot plasmas and applications to AM HER binaries. / G. Chanmugam, G. A. Dulk // The Astrophysical Journal. — 1981. — Mar. — Vol. 244. — P. 569—578.
77. *Thompson, A. M.* Cyclotron emission from white dwarf accretion columns. / A. M. Thompson, T. V. Cawthorne // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1987. — ЯНВ. — Т. 224. — С. 425—434.
78. *Campbell, R.* Phase-resolved cyclotron spectroscopy of polars : PhD thesis / Campbell Ryan. — New Mexico State University, 01/2008.
79. *Woelk, U.* Particle heated atmospheres of magnetic white dwarfs. / U. Woelk, K. Beuermann // Astronomy & Astrophysics. — 1992. — Mar. — Vol. 256. — P. 498—506.
80. *Woelk, U.* Temperature structure of a particle – heated magnetic atmosphere / U. Woelk, K. Beuermann // Astronomy & Astrophysics. — 1993. — Dec. — Vol. 280, no. 1. — P. 169—173.
81. *Afanasiev, V. L.* The SCORPIO Universal Focal Reducer of the 6-m Telescope / V. L. Afanasiev, A. V. Moiseev // Astronomy Letters. — 2005. — Mar. — Vol. 31, no. 3. — P. 194—204.
82. *van Dokkum, P. G.* Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection / P. G. van Dokkum // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2001. — Nov. — Vol. 113, no. 789. — P. 1420—1427.
83. *Horne, K.* An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. / K. Horne // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1986. — June. — Vol. 98. — P. 609—617.

84. First Results from the Catalina Real-Time Transient Survey / A. J. Drake [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2009. — May. — Vol. 696, no. 1. — P. 870—884.
85. The Zwicky Transient Facility: Data Processing, Products, and Archive / F. J. Masci [et al.] // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2019. — Jan. — Vol. 131, no. 995. — P. 018003.
86. The Pan-STARRS1 Database and Data Products / H. A. Flewelling [et al.] // The Astrophysical Journal Supplement. — 2020. — Nov. — Vol. 251, no. 1. — P. 7.
87. The Palomar Transient Factory: System Overview, Performance, and First Results / N. M. Law [et al.] // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2009. — Dec. — Vol. 121, no. 886. — P. 1395.
88. Initial Performance of the NEOWISE Reactivation Mission / A. Mainzer [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2014. — Sept. — Vol. 792, no. 1. — P. 30.
89. *VanderPlas, J. T.* Understanding the Lomb-Scargle Periodogram / J. T. VanderPlas // The Astrophysical Journal Supplement. — 2018. — May. — Vol. 236, no. 1. — P. 16.
90. The nature of the close magnetic white dwarf + probable brown dwarf binary SDSSJ121209.31+013627.7 / M. R. Burleigh [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2006. — Dec. — Vol. 373, no. 4. — P. 1416—1422.
91. New Low Accretion Rate Magnetic Binary Systems and their Significance for the Evolution of Cataclysmic Variables / G. D. Schmidt [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2005. — Sept. — Vol. 630, no. 2. — P. 1037—1053.
92. GALEX and Optical Light Curves of WX LMi, SDSSJ103100.5+202832.2, and SDSSJ121209.31+013627.7 / A. P. Linnell [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2010. — Apr. — Vol. 713, no. 2. — P. 1183—1191.
93. The 16th Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: First Release from the APOGEE-2 Southern Survey and Full Release of eBOSS Spectra / R. Ahumada [et al.] // The Astrophysical Journal Supplement. — 2020. — July. — Vol. 249, no. 1. — P. 3.

94. The VISTA Kilo-degree Infrared Galaxy (VIKING) Survey: Bridging the Gap between Low and High Redshift / A. Edge [et al.] // The Messenger. — 2013. — Dec. — Vol. 154. — P. 32—34.
95. *Harrison, T. E.* The WISE Light Curves of Polars / T. E. Harrison, R. K. Campbell // The Astrophysical Journal Supplement. — 2015. — Aug. — Vol. 219, no. 2. — P. 32.
96. *Leike, R. H.* Resolving nearby dust clouds / R. H. Leike, M. Glatzle, T. A. Enßlin // Astronomy & Astrophysics. — 2020. — July. — Vol. 639. — A138.
97. Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties / Gaia Collaboration [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2023. — June. — Vol. 674. — A1.
98. *Fitzpatrick, E. L.* Correcting for the Effects of Interstellar Extinction / E. L. Fitzpatrick // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1999. — Jan. — Vol. 111, no. 755. — P. 63—75.
99. Determination of mass flow rates in AM Herculis binaries. I. General method and application to UZ Fornacis. / T. Rousseau [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 1996. — June. — Vol. 310. — P. 526—532.
100. *Gao, F.* Implementing the Nelder-Mead simplex algorithm with adaptive parameters / F. Gao, L. Han // Comput. Optim. Appl. — 2012. — Vol. 51, no. 1. — P. 259—277.
101. *Nauenberg, M.* Analytic Approximations to the Mass-Radius Relation and Energy of Zero-Temperature Stars / M. Nauenberg // The Astrophysical Journal. — 1972. — July. — Vol. 175. — P. 417.
102. New X-ray detections of magnetic period-bounce cataclysmic variables from XMM-Newton and SRG/eROSITA / D. Muñoz-Giraldo [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2023. — Aug. — Vol. 676. — A7.
103. *Schwöpe, A. D.* Phase-resolved high-resolution spectrophotometry of the eclipsing polar HU Aquarii. / A. D. Schwöpe, K.-H. Mantel, K. Horne // Astronomy & Astrophysics. — 1997. — Mar. — Vol. 319. — P. 894—908.
104. CSS1603+19: a low-mass polar near the cataclysmic variable period minimum / Y. Liu [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — June. — Vol. 522, no. 2. — P. 2719—2731.

105. Optical Study of the Polar BM CrB in a Low State / A. I. Kolbin [et al.] // *Astronomy Letters*. — 2023. — Mar. — Vol. 49, no. 3. — P. 129—140.
106. *Steeghs, D.* Extending emission-line Doppler tomography: mapping-modulated line flux / D. Steeghs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2003. — Sept. — Vol. 344, no. 2. — P. 448—454.
107. On accretion in the eclipsing polar BS Tri / A. I. Kolbin [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — Mar. — Vol. 511, no. 1. — P. 20—30.
108. Mass Determination and Detection of the Onset of Chromospheric Activity for the Substellar Object in EF Eridani / S. B. Howell [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Nov. — Vol. 652, no. 1. — P. 709—723.
109. Nature of the Eclipsing Polar 1RXS J184542.4+483134 / V. Y. Kochkina [et al.] // *Astronomy Letters*. — 2023. — Dec. — Vol. 49, no. 11. — P. 706—721.
110. Limb-darkening Coefficients for Eclipsing White Dwarfs / A. Gianninas [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Mar. — Vol. 766, no. 1. — P. 3.
111. *Sirotkin, F. V.* A Semi-empirical Mass-loss Rate in Short-period Cataclysmic Variables / F. V. Sirotkin, W.-T. Kim // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Oct. — Vol. 721, no. 2. — P. 1356—1367.
112. *Eggleton, P. P.* Aproximations to the radii of Roche lobes. / P. P. Eggleton // *The Astrophysical Journal*. — 1983. — May. — Vol. 268. — P. 368—369.
113. The evolutionary status of Cataclysmic Variables: eclipse modelling of 15 systems / M. McAllister [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — July. — Vol. 486, no. 4. — P. 5535—5551.
114. Phase-resolved Hubble Space Telescope/STIS Spectroscopy of the Exposed White Dwarf in the High-Field Polar AR Ursae Majoris / B. T. Gänsicke [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — July. — Vol. 555, no. 1. — P. 380—392.
115. *Schwope, A. D.* X-Shooting EF Eridani: further evidence for a massive white dwarf and a sub-stellar secondary / A. D. Schwope, L. Christensen // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — May. — Vol. 514. — A89.



116. XMM-Newton observations of polars in low accretion states / G. Ramsay [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2004. — June. — Vol. 350, no. 4. — P. 1373—1384.
117. Measurement of stellar and substellar winds using white dwarf hosts / N. Walters [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Oct. — Vol. 524, no. 4. — P. 5096—5108.
118. Two Additions to the New Class of Low Accretion Rate Magnetic Binaries / G. D. Schmidt [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2007. — Jan. — Vol. 654, no. 1. — P. 521—526.
119. Magnetic white dwarfs in post-common-envelope binaries / S. G. Parsons [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Apr. — Vol. 502, no. 3. — P. 4305—4327.
120. *Muñoz-Giraldo, D.* Cataclysmic variables around the period-bounce: An eROSITA-enhanced multiwavelength catalog / D. Muñoz-Giraldo, B. Stelzer, A. Schwobe // Astronomy & Astrophysics. — 2024. — July. — Vol. 687. — A305.
121. Cyclotron emitting magnetic white dwarfs in post common-envelope binaries discovered with the Zwicky Transient Facility / J. van Roestel [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2025. — Apr. — Vol. 696. — A242.
122. Molecfit: A general tool for telluric absorption correction. I. Method and application to ESO instruments / A. Smette [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2015. — Apr. — Vol. 576. — A77.
123. Molecfit: A general tool for telluric absorption correction. II. Quantitative evaluation on ESO-VLT/X-Shooterspectra / W. Kausch [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2015. — Apr. — Vol. 576. — A78.
124. gPhoton: The GALEX Photon Data Archive / C. Million [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2016. — Dec. — Vol. 833, no. 2. — P. 292.
125. Galactic reddening in 3D from stellar photometry - an improved map / G. M. Green [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — July. — Vol. 478, no. 1. — P. 651—666.
126. *Koester, D.* White dwarf spectra and atmosphere models / D. Koester // Memorie della Societa Astronomica Italiana. — 2010. — Jan. — Vol. 81. — P. 921—931.

127. Discovery and characterization of ZTF J0112+5827: An 80.9-minute polar with strong cyclotron features / J. Lin [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2025. — Feb. — Vol. 694. — A112.
128. *Kuijpers, J.* Comments on radial white dwarf accretion / J. Kuijpers, J. E. Pringle // *Astronomy & Astrophysics*. — 1982. — Oct. — Vol. 114, no. 1. — P. L4—L6.
129. *Cropper, M.* The accretion region in AM HER systems : insights from polarimetry of V834 Cen. / M. Cropper // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1989. — Feb. — Vol. 236. — P. 935—957.
130. *Kolbin, A. I.* Mapping of White Dwarfs in AM Her Systems / A. I. Kolbin, N. V. Borisov // *Astronomy Letters*. — 2020. — Dec. — Vol. 46, no. 12. — P. 812—825.
131. Cataclysmic Variables in the Second Year of the Zwicky Transient Facility / P. Szkody [et al.] // *The Astronomical Journal*. — 2021. — Sept. — Vol. 162, no. 3. — P. 94.
132. ATLAS: A High-cadence All-sky Survey System / J. L. Tonry [et al.] // *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2018. — June. — Vol. 130, no. 988. — P. 064505.
133. The Palomar Transient Factory: System Overview, Performance, and First Results / N. M. Law [et al.] // *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2009. — Dec. — Vol. 121, no. 886. — P. 1395.
134. The Man behind the Curtain: X-Rays Drive the UV through NIR Variability in the 2013 Active Galactic Nucleus Outburst in NGC 2617 / B. J. Shappee [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — June. — Vol. 788, no. 1. — P. 48.
135. The Heating and Pulsations of V386 Serpentis after Its 2019 Dwarf Nova Outburst / P. Szkody [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — June. — Vol. 914, no. 1. — P. 40.
136. SDSS J123813.73 - 033933.0: A Cataclysmic Variable Evolved Beyond the Period Minimum / A. Aviles [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Mar. — Vol. 711, no. 1. — P. 389—398.

137. The accretion disk in the post period-minimum cataclysmic variable SDSS J080434.20 + 510349.2 / S. Zharikov [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2013. — Jan. — Vol. 549. — A77.
138. *Shafter, A. W.* Radial velocity studies of cataclysmic binaries. I. KR Aurigae. / A. W. Shafter // *The Astrophysical Journal*. — 1983. — Apr. — Vol. 267. — P. 222—231.
139. Eclipse Studies of the Dwarf Nova OY Carinae in Quiescence / J. H. Wood [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 1989. — June. — Vol. 341. — P. 974.
140. *Flannery, B. P.* The location of the hot spot in cataclysmic variable stars as determined from particle trajectories. / B. P. Flannery // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1975. — Feb. — Vol. 170. — P. 325—331.
141. The GALEX Ultraviolet Virgo Cluster Survey (GUViCS). I. The UV luminosity function of the central 12 sq. deg / A. Boselli [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Apr. — Vol. 528. — A107.
142. The Pan-STARRS1 Surveys / K. C. Chambers [et al.] // *arXiv e-prints*. — 2016. — Dec. — arXiv:1612.05560.
143. Evidence for mass accretion driven by spiral shocks onto the white dwarf in SDSS J123813.73-033933.0 / A. F. Pala [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Feb. — Vol. 483, no. 1. — P. 1080—1103.
144. *Neustroev, V. V.* A brown dwarf donor and an optically thin accretion disc with a complex stream impact region in the period-bouncer candidate BW Sculptoris / V. V. Neustroev, I. Mäntynen // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — Aug. — Vol. 523, no. 4. — P. 6114—6137.
145. 3D maps of the local ISM from inversion of individual color excess measurements / R. Lallement [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Jan. — Vol. 561. — A91.
146. Three-dimensional maps of interstellar dust in the Local Arm: using Gaia, 2MASS, and APOGEE-DR14 / R. Lallement [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2018. — Aug. — Vol. 616. — A132.

147. Three-dimensional mapping of the local interstellar medium with composite data / L. Capitanio [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2017. — Oct. — Vol. 606. — A65.
148. Spectroscopic and Photometric Study of the New Eclipsing Polar Gaia23cer / A. I. Kolbin [et al.] // *Astronomy Letters*. — 2024. — May. — Vol. 50, no. 5. — P. 335—349.
149. Methods and results of an automatic analysis of a complete sample of Swift-XRT observations of GRBs / P. A. Evans [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Aug. — Vol. 397, no. 3. — P. 1177—1201.
150. *Wilms, J.* On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium / J. Wilms, A. Allen, R. McCray // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Oct. — Vol. 542, no. 2. — P. 914—924.
151. Probing X-Ray Absorption and Optical Extinction in the Interstellar Medium Using Chandra Observations of Supernova Remnants / D. R. Foight [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — July. — Vol. 826, no. 1. — P. 66.
152. *Cash, W.* Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. / W. Cash // *The Astrophysical Journal*. — 1979. — Mar. — Vol. 228. — P. 939—947.
153. The Evolution of the Optical Spectrum of V455 Andromedae throughout the 2007 Superoutburst / G. Tovmassian [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2022. — Nov. — Vol. 939, no. 1. — P. 14.
154. *Kato, T.* LS And: WZ Sge-type outburst first time since the 1971 discovery / T. Kato // *arXiv e-prints*. — 2023. — Jan. — arXiv:2301.03743.
155. Discovery of a new WZ Sagittae-type cataclysmic variable in the Kepler/K2 data / R. Ridden-Harper [et al.] // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Dec. — Vol. 490, no. 4. — P. 5551—5559.
156. NY Serpentis: SU UMa-type nova in the period gap with diversity of normal outbursts / E. P. Pavlenko [et al.] // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2014. — Dec. — Vol. 66, no. 6. — P. 111.
157. V1006 Cyg: SU UMa-type dwarf nova in the period gap that wobbles between subclasses / E. Pavlenko [et al.] // *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*. — 2024. — Feb. — Vol. 54, no. 2. — P. 117—127.

158. ASASSN-18fk: A new WZ Sge-type dwarf nova with multiple rebrightenings and a new candidate for a superhumping intermediate polar / E. Pavlenko [et al.] // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. — 2019. — May. — Vol. 49, no. 2. — P. 204—216.
159. A possible mechanism for the formation of humps in the orbital light curves of WZ Sge cataclysmic variable stars / D. A. Kononov [et al.] // Astronomy Reports. — 2015. — Mar. — Vol. 59, no. 3. — P. 191—198.
160. *Pretorius, M. L.* Constraints on the space density of intermediate polars from the Swift-BAT survey / M. L. Pretorius, K. Mukai // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2014. — Aug. — Vol. 442, no. 3. — P. 2580—2585.
161. SRGe J194401.8+284452—an X-ray Cataclysmic Variable in the Field of the Gamma-Ray Source 4FGL J1943.9+2841 / A. I. Kolbin [et al.] // Astronomy Letters. — 2024. — June. — Vol. 50, no. 6. — P. 351—372.
162. Period Bouncer Cataclysmic Variable EZ Lyn in Quiescence / A. Amantayeva [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2021. — Sept. — Vol. 918, no. 2. — P. 58.
163. Compact white dwarf binaries in the combined SRG/eROSITA/SDSS eFEDS survey / A. Schwöpe [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2024. — June. — Vol. 686. — A110.