

SDSS J085414.02+390537.3 — НОВЫЙ АСИНХРОННЫЙ ПОЛЯР

© 2023 г. А. И. Колбин^{1,2,3*}, М. В. Сусликов^{1,2},
В. Ю. Кочкина^{1,2}, Н. В. Борисов¹, А. Н. Буренков¹, Д. В. Опарин¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 24.08.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

На основе данных фотометрического обзора ZTF обнаружена асинхронность поляр SDSS J085414.02+390537.3. В кривых блеска выделяется период биений $P_{\text{beat}} = 24.6 \pm 0.1$ сут, в течение которого система меняет свою яркость на $\approx 3^m$. В периодограммах обнаруживаются пики мощности на периоде вращения белого карлика $P_{\text{spin}} = 113.197 \pm 0.001$ мин и орбитальном периоде $P_{\text{orb}} = 113.560 \pm 0.001$ мин, а соответствующая асинхронность поляр $1 - P_{\text{orb}}/P_{\text{spin}} = 0.3\%$. Фотометрическое поведение поляр указывает на смену главного аккрецирующего полюса в течение периода биений. На основе зеемановского расщепления линии $H\beta$ сделана оценка средней напряженности магнитного поля белого карлика $B = 28.5 \pm 1.5$ МГс. Путем моделирования циклотронных спектров найдена напряженность магнитного поля вблизи магнитного полюса $B = 34 \pm 2$ МГс. Допплеровские томограммы в линии $H\beta$ демонстрируют типичное для поляр распределение источников эмиссии в пространстве скоростей с признаками перехода аккреционной струи с баллистической траектории на магнитную.

Ключевые слова: звезды: новые, катаклизмические переменные; индивидуальные: SDSS J085414.02+390537.3; методы: фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010823080028, **EDN:** YDDBCO

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы с орбитальными периодами $P_{\text{orb}} = 1.4\text{--}9$ ч, которые состоят из белого карлика и маломассивной холодной звезды (обычно М-карлика), заполняющей свою полость Роша (Уорнер, 1995; Хеллиер, 2001). Вещество холодной компоненты истекает из внутренней точки Лагранжа L_1 и при слабом магнитном поле белого карлика ($B \lesssim 0.1$ МГс) образует аккреционный диск. Иная картина аккреции наблюдается в системах с сильным магнитным полем ($B \gtrsim 10$ МГс), где ионизованный газ перетекает на поверхность аккретора вдоль силовых линий без образования аккреционного диска. При взаимодействии падающего газа с поверхностью аккретора образуются горячие ($T \sim 10$ кэВ) и компактные аккреционные пятна, которые являются источниками жесткого рентгеновского излучения, а также поляризованного циклотронного излучения

в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Такого рода объекты называют звездами типа AM Her или полярными (Кроппер, 1990). В полярах взаимодействие сильного магнитного поля аккретора с донором приводит к синхронизации вращения белого карлика с его орбитальным движением ($P_{\text{spin}} = P_{\text{orb}}$, P_{spin} — период вращения белого карлика). При магнитных полях $B \sim 0.1\text{--}10$ МГс образуется аккреционный диск, который разрушается изнутри магнитным полем белого карлика. Эти системы именуются звездами типа DQ Her или промежуточными полярными (Паттерсон, 1994). В отличие от поляр, системы типа DQ Her не являются синхронными, их отношения вращательного периода к орбитальному распределены в широком диапазоне со средним значением $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} \approx 0.1$ ¹.

Среди поляр выделяется малочисленная

¹Каталог промежуточных поляр со значениями орбитального и вращательного периодов доступен на странице К. Мукаи: <https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphome/catalog/members.html>

*Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

группа объектов, именуемая асинхронными полярными. В этих системах присутствует слабая асинхронность вращения белого карлика, не превышающая нескольких процентов. К настоящему времени асинхронность подтверждена у V1500 Cyg (Павленко и др., 2018), V1432 Aql (Литтлфилд и др., 2015), BY Cam (Силбер и др., 1992), CD Ind (Литтлфилд и др., 2019), SDSS J084617.11+245344.1 (Литтлфилд и др., 2023), 1RXS J083842.1–282723 (Халперн и др., 2017), IGR J19552+0044 (Товмассян и др., 2017), SDSS J134441.83+204408.3 (Литтлфилд и др., 2023). Предполагается, что это состояние является нестабильным, и асинхронные системы движутся к состоянию синхронного движения. Возможно, что такие системы были выведены из состояния синхронного движения недавним взрывом Новой (Стокман и др., 1988). По современным представлениям отличительной чертой асинхронных полярных является их временное нахождение в состоянии асинхронности, в то время как для промежуточных полярных состояние с $P_{\text{spin}} < P_{\text{orb}}$ должно быть стабильным (Кинг, Ласота, 1991). Разность орбитального периода и периода вращения белого карлика приводит к периодическому изменению геометрии аккреционных потоков, дрейфу аккреционных пятен по поверхности аккретора и смене главного аккрецирующего магнитного полюса (Соболев и др., 2021). Смена аккрецирующего полюса и дрейф пятен проявляются в виде переменности формы кривой блеска, модулированной с вращением белого карлика, в течение периода биений $P_{\text{beat}} = (\omega - \Omega)^{-1}$, где $\omega = 1/P_{\text{spin}}$ — частота вращения белого карлика, а $\Omega = 1/P_{\text{orb}}$ — орбитальная частота (Литтлфилд и др., 2019, 2023).

Объект SDSS J085414.02+390537.3 (далее J0854) был отнесен Христиан и др. (2001) к кандидатам в магнитные катаклизмические переменные. Шкоди и др. (2005) обнаружили в спектре J0854 циклотронные гармоники, положение которых соответствовало магнитному полю 44 МГс. Также была обнаружена высокая круговая поляризация излучения, достигающая 30%. Диллон и др. (2008) определили фотометрический период полярной $P = 113.26 \pm 0.03$ мин. Кривая блеска имела двухпиковую яркую фазу, которая была интерпретирована прохождением аккреционного пятна по диску белого карлика. Интерес к J0854 был вызван у нас после обнаружения признаков асинхронности в долговременных кривых блеска обзора ZTF. Для более детального изучения данной системы мы проанализировали ее фазово-разрешенную спектроскопию.

Настоящая работа структурирована следующим образом. Во втором разделе мы описываем выполненные спектральные наблюдения J0854 и их обработку. Далее, в третьем разделе, проводится анализ

долговременных кривых блеска J0854, полученных обзором ZTF. Исследуется переменность на периоде биений, а также переменность, модулированная вращением белого карлика. В четвертом разделе выполняется анализ спектров J0854, включающий в себя определение магнитного поля по зеемановскому расщеплению линии $H\beta$, моделирование циклотронного спектра и доплеровскую томографию. Результаты выполненной работы резюмированы в разделе “Заключение”.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Набор спектров J0854 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночи с 07 по 08 марта 2022 г. и с 24 по 25 апреля 2022 г. В первую ночь наблюдения проводились с использованием фокального редуктора SCORPIO-2, а во вторую ночь — с помощью SCORPIO-1 (Афанасьев, Моисеев, 2011). В обоих случаях использовался режим длиннощелевой спектроскопии с экспозициями 300 с. В первую наблюдательную ночь удалось покрыть лишь ≈ 0.6 орбитального периода полярной, а во вторую ночь наблюден полный период ≈ 110 мин. В мартовских наблюдениях использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG1200@540, что при выставленной ширине щели $1.0''$ дало спектральное разрешение $\Delta\lambda \approx 5.2 \text{ \AA}$ и охват спектрального диапазона 3700–7300 $\text{\AA}$. Наблюдения выполнены при легкой облачности с размером звездного изображения $2.5''$. В апрельских наблюдениях на SCORPIO-1 использовались гризма VPHG1200G и щель шириной $1.2''$, что обеспечило разрешение $\Delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$ с покрытием диапазона длин волн 3800–5700 $\text{\AA}$. Эти наблюдения проводились в хороших астроклиматических условиях с размером звездного изображения $1.8''$.

Обработка наблюдательного материала проводилась с использованием программного пакета IRAF². Из спектральных кадров вычитались изображения электронного нуля (байес), на основе снимков лампы плоского поля проводилась коррекция за микровариации чувствительности прибора. Удаление следов космических частиц выполнялось с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). Исправление геометрических искажений и калибровка спектров по длинам волн осуществлялись с использованием кадров лампы He-Ne-Ar. Проведена оптимальная экстракция спектров (Хорн, 1986) с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка выполнена на основе

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

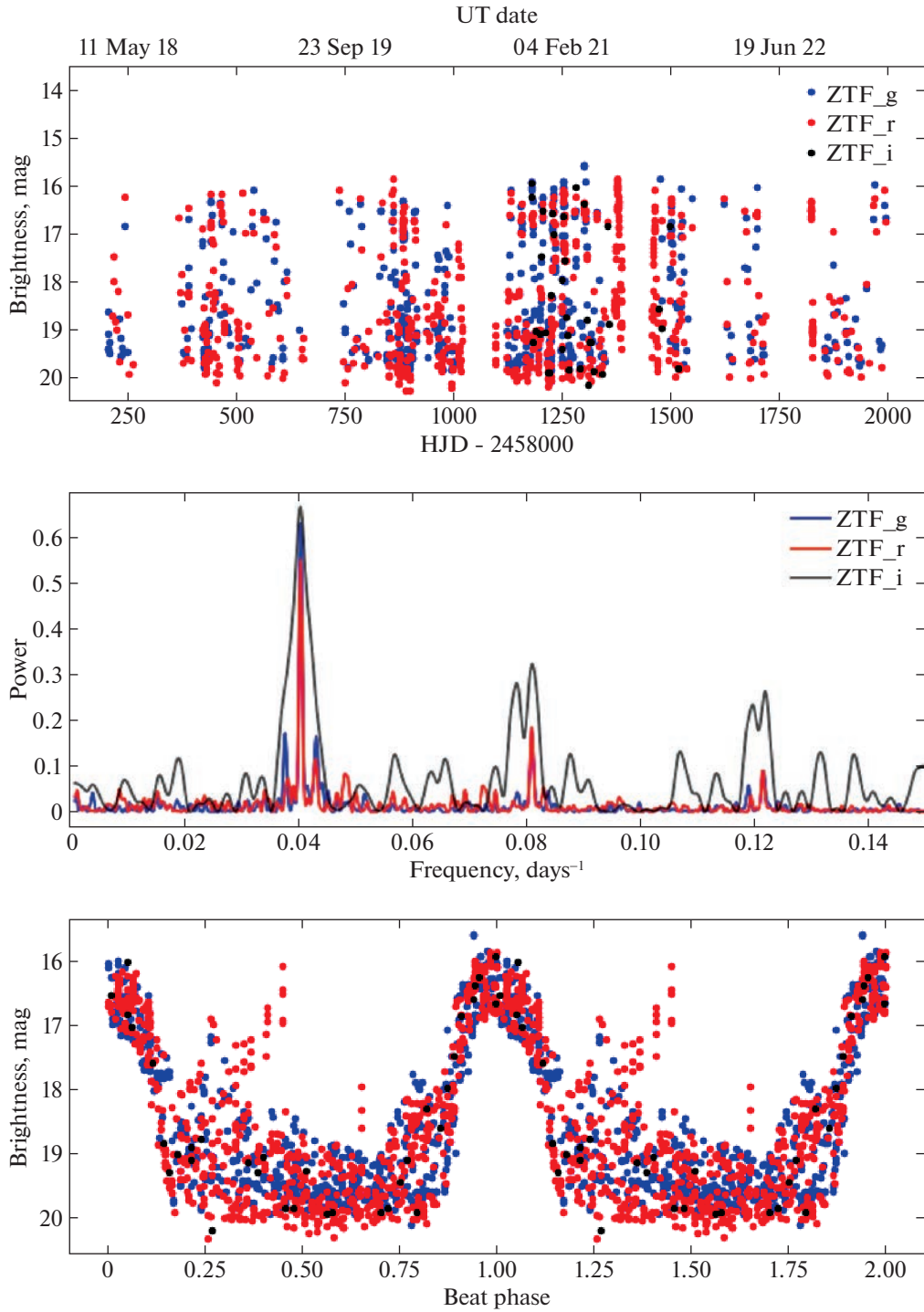


Рис. 1. Верхняя панель: долговременные кривые блеска J0854, полученные обзором ZTF в полосах g , r , i . Средняя панель: периодограммы Ломба–Скаргла, полученные для кривых блеска в трех полосах. Нижняя панель: фазовые кривые блеска, построенные по эфемеридам (1).

наблюдений стандарта Feige 34 (для наблюдений 07/08 марта 2022 г.) и AGK+81°266 (для наблюдений 24/25 апреля 2022 г.). Потоки исправлялись за переменную непрозрачность атмосферы

по спектрам соседней звезды, захваченной щелью спектрографа. Для каждого спектра найдены барицентрические юлианские даты, а также барицентрические поправки для лучевой скорости.

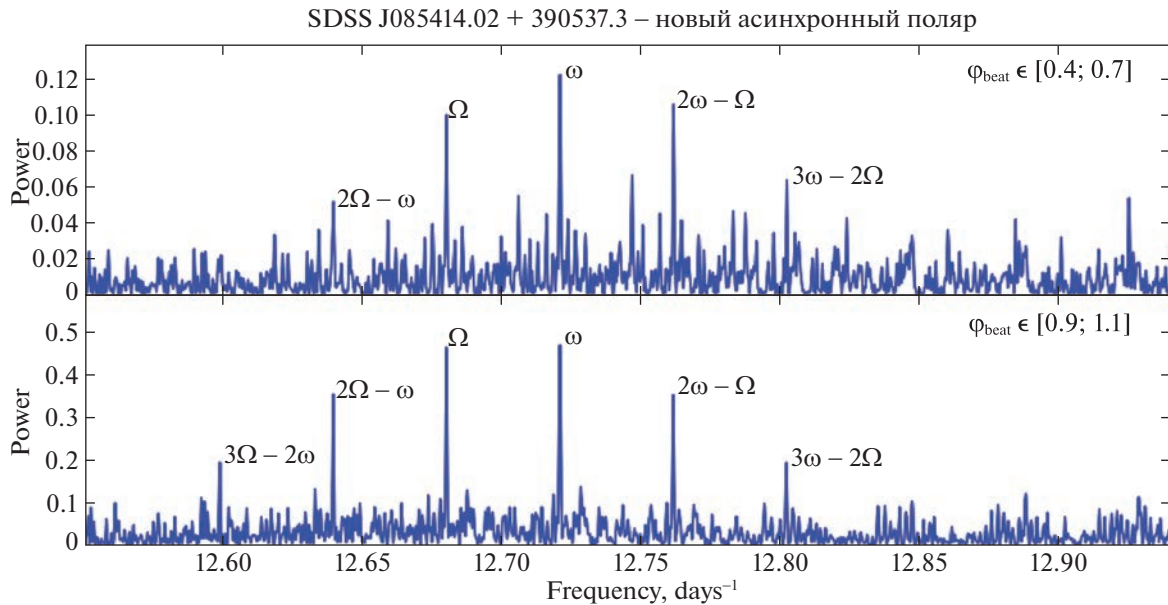


Рис. 2. Периодограммы J0854 около частоты вращения белого карлика для низкого ($\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$, верхняя панель) и высокого ($\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$, нижняя панель) состояний. Указаны положения пиков частоты вращения белого карлика ω , орбитальной частоты Ω и боковых полос.

3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ ZTF

Переменность на частоте биений

Долговременные кривые блеска J0854, полученные обзором ZTF (Маски и др., 2018) на протяжении почти 4.8 лет в полосах g , r , i , показаны на рис. 1. Видны довольно быстрые (порядка месяца) изменения блеска объекта от 20^m до 16^m в трех фильтрах. На том же рисунке показаны периодограммы Ломба–Скаргла (ВандерПлас, 2018), построенные на основе представленных кривых блеска. Обращает на себя внимание пик мощности на частоте $f = 0.04060 \pm 0.00023$ сут $^{-1}$ (период $P = 24.63 \pm 0.14$ сут), проявляющийся по данным наблюдений в трех фильтрах. На рис. 1 также представлены фазовые кривые блеска, построенные для найденного периода. Они демонстрируют высокое состояние со средним блеском $\langle g \rangle \approx \langle r \rangle \approx \langle i \rangle \approx 16.5^m$ и низкое состояние с $\langle g \rangle \approx \langle r \rangle \approx \langle i \rangle \approx 19.5^m$. Регулярность изменения состояния блеска не вызывает сомнений, однако является нетипичной для систем типа AM Нег. Очевидно, полученный период значительно превышает орбитальные периоды полярлов ($\sim 1/10$ сут), а наблюдаемая переменность блеска в $\approx 3^m$ сильно превосходит амплитуду внезатменной орбитальной переменности полярлов ($\sim 1^m$). Амплитуда $\sim 3^m$ типична для изменения состояний полярлов, обусловленных переменностью темпа аккреции. Однако такие переключения состояний блеска имеют иррегулярный характер и не обнаруживают какой-либо значимой

периодичности. Мы предположили, что J0854 является асинхронным полярмом, а найденный период представляет собой период биений $P_{\text{beat}} = (\omega - \Omega)^{-1}$. Иными словами, этот период равен периоду вращения белого карлика в системе координат, вращающейся вместе с двойной звездой. Наблюдаемая переменность блеска при этом может быть вызвана сменой главного аккрецирующего магнитного полюса (см. подробнее раздел “Заключение”). Заметим, что фазовая кривая блеска построена согласно эфемеридам

$$HJD_{\text{beat}} = 2459082.49(7) + 24.6(1)E, \quad (1)$$

где начальная эпоха соответствует середине высокого состояния.

Орбитальная и вращательная переменности

Для анализа быстрой переменности было выделено два участка с диапазонами фаз периода биений $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$ и $\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$, которые соответствуют низкому и высокому состояниям соответственно (см. рис. 1). Эти участки имеют малые дисперсии блеска, что дает надежду выделить в них вращательную или орбитальную переменность, не искаженную сменой темпа аккреции. Анализ проводился в полосах g , r с предварительным вычитанием среднего блеска. В области $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$ средний блеск считался постоянным, а в $\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$ он сильно зависит от φ_{beat} , и находился аппроксимацией участка кривой блеска параболой.

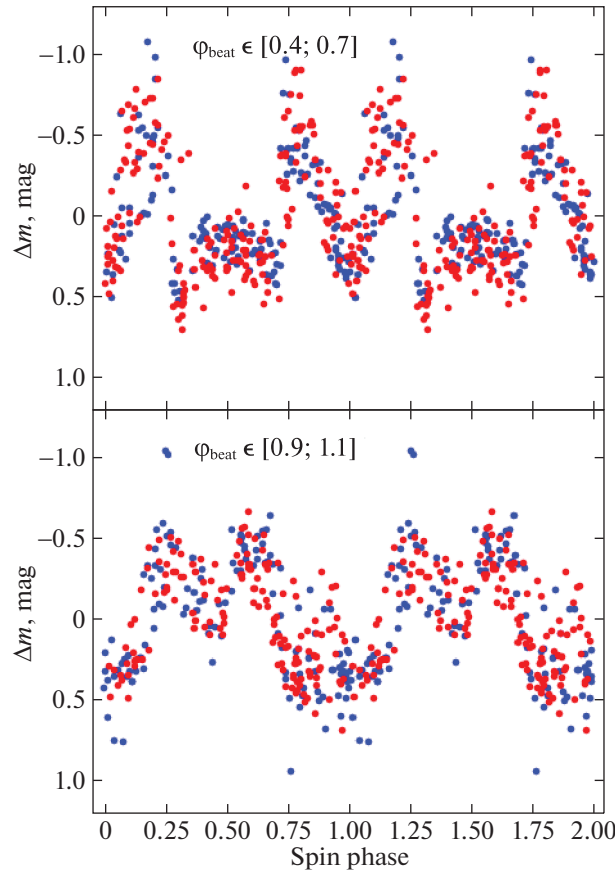


Рис. 3. Фазовые кривые блеска J0854, полученные по эфемеридам (2) и показывающие переменность, модулированную с вращением белого карлика. На верхней панели показаны кривые блеска, полученные по данным низкого состояния $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$, а на нижней панели — по данным высокого состояния $\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$. Измерения блеска в полосе g показаны синими точками, а измерения в полосе r — красными точками.

Периодограммы Ломба—Скаргла для двух участков представлены на рис. 2. Они содержат множество пиков, наиболее сильный из которых соответствует периоду $P_{\text{spin}} = 113.197 \pm 0.001$ мин, близкому к периоду вращения белого карлика (Диллон и др., 2008). Частота соседнего пика равна $\omega = 1/P_{\text{beat}}$ и является частотой орбитального движения Ω , а соответствующий ей орбитальный период $P_{\text{orb}} = 0.078861 \pm 0.000001$ сут ($113.55984 \pm \pm 0.001$ мин). Другие пики мощности представляют собой боковые полосы (англ. sidebands), получаемые комбинацией частот ω и Ω .

Свернутые с найденным периодом вращения белого карлика кривые блеска в низком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$) и высоком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$) состояниях показаны на рис. 3. В обеих полосах они имеют двухпиковую яркую фазу, которая, по-видимому, образуется в результате изменения условий видимости аккреционного пятна по мере вращения белого карлика. Характерная двухпиковая структура яркой фазы в полярах интерпретируется анизотропностью циклотронного излучения аккреционного пятна.

Оно наиболее интенсивно, когда пятно находится около края диска белого карлика, т.е. когда угол между линиями магнитного поля и лучом зрения близок к 90° , и уменьшается при приближении пятна к центру диска (если ось вращения звезды имеет высокое наклонение, см. подробнее, например, Колбин, Борисов, 2020; Колбин и др., 2022). Для построения представленных фазовых кривых блеска были использованы эфемериды

$$HJD_{\text{rot}} = 2459063.376(3) + 0.0786091(7)E, \quad (2)$$

где начальная эпоха соответствует середине яркой фазы для $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$.

Обращает на себя внимание смена положения яркой фазы на $\approx \frac{1}{2}P_{\text{spin}}$ при переходе от низкого состояния к высокому. Это явление хорошо вписывается в картину асинхронности J0854 и, по-видимому, вызвано сменой главного аккрецирующего магнитного полюса.

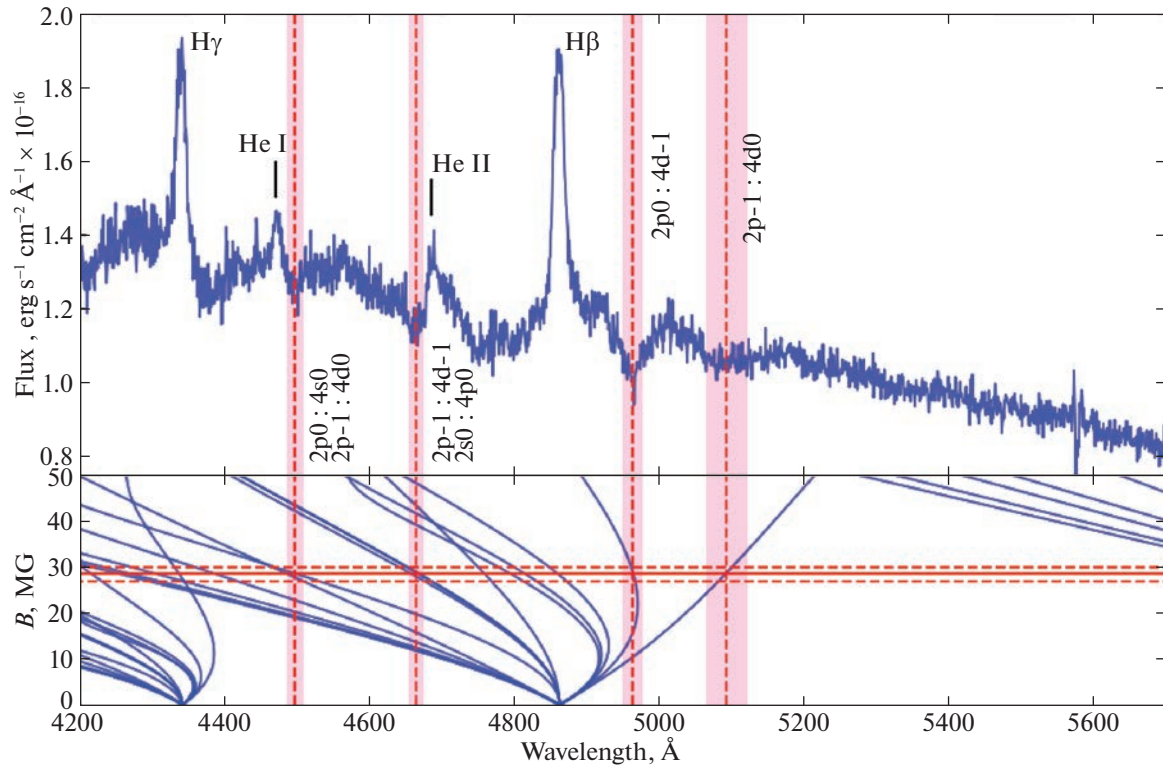


Рис. 4. Верхняя панель: усредненный спектр J0854, полученный по наблюдениям 24/25 апреля 2022 г. Вертикальными линиями указано положение абсорбционных компонент зеемановского расщепления линии $H\beta$, розовыми полосами указана неопределенность их положения. Также указаны отождествленные переходы в атоме водорода. Нижняя панель: диаграмма расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$. Горизонтальной непрерывной линией указана найденная оценка напряженности магнитного поля.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Зеемановское расщепление

В спектрах J0854, полученных 24/25 апреля 2022 г., присутствуют абсорбционные компоненты зеемановского расщепления линии $H\beta$. Зеемановское расщепление характерно для полярных при низком темпе аккреции, когда в спектрах проявляется излучение белого карлика. О низком темпе аккреции на момент наблюдений J0854 свидетельствует отсутствие интенсивной линии $HeII$ $\lambda 4686$. На рис. 4 показан усредненный спектр J0854, на котором выделены зеемановские компоненты, имеющие надежное отождествление. Положение этих компонент находилось аппроксимацией гауссианами, а за ошибку положения принималась величина 1σ . Для оценки магнитного поля белого карлика мы рассчитали энергетический спектр атома водорода в сильном магнитном поле с помощью программного кода Шимежек, Вуннер (2014). Затем были найдены длины волн разрешенных переходов на второй энергетический уровень. Полученная диаграмма расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ также

представлена на рис. 4. Оценка среднего магнитного поля белого карлика составила $B = 28.5 \pm 1.5$ МГс.

Циклотронный спектр

В спектральном ряде, полученном 07/08 марта 2022 г., выделяется один спектр со слабыми циклотронными гармониками (см. рис. 5). Мы выполнили его моделирование с использованием простой однородной по температуре и плотности модели аккреционного пятна, часто используемой при исследовании полярных (Кэмпбелл и др., 2008; Колбин и др., 2019; Бойерманн и др., 2020). К циклотронному спектру добавлялась подложка в виде спектра Рэлея—Джинса для учета излучения белого карлика, а также возможного вклада от аккреционной струи. Модель зависит от четырех параметров: напряженности магнитного поля в пятне B , электронной температуры T_e , угла между линиями магнитного поля и лучом зрения θ , а также плазменного параметра $\Lambda = \omega_p^2 \ell / \omega_c$, где ω_p — плазменная частота, ℓ — глубина излучающей области вдоль луча зрения, а $\omega_c = eB/m_e c$ — циклотронная частота.

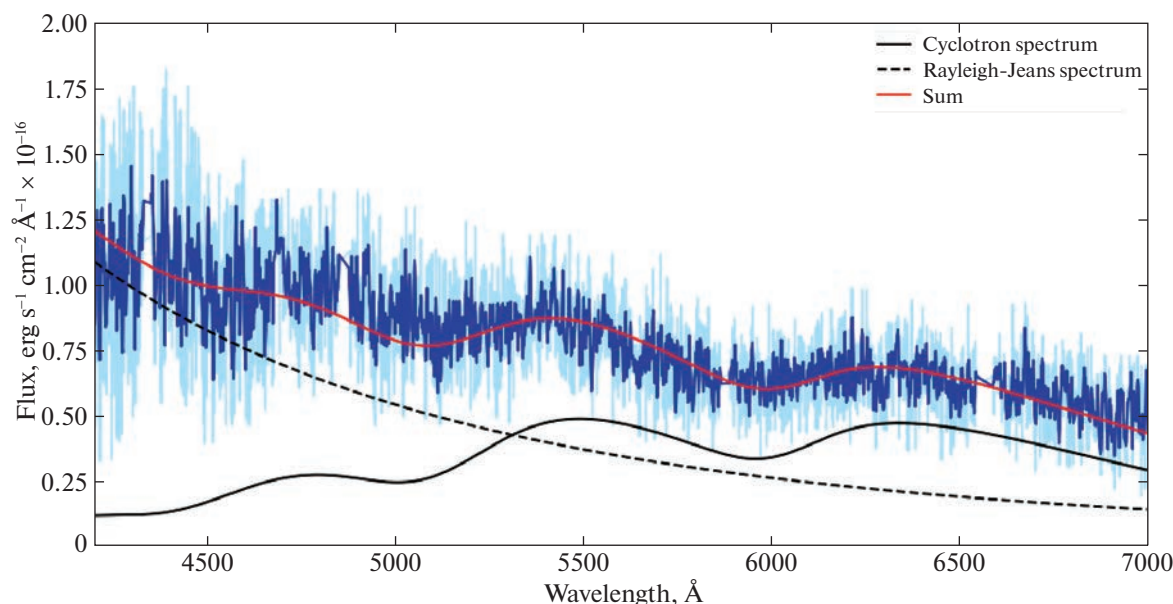


Рис. 5. Спектр J0854 с циклотронными гармониками (голубая линия, эмиссионные линии удалены) и его аппроксимация (красная линия) суммой циклотронного спектра (черная линия) и спектра Рэля—Джинса (черная штриховая линия). Синей линией показан наблюдаемый спектр, сглаженный фильтром Савицкого—Голея.

Вычисление интенсивности циклотронного излучения проводилось с использованием коэффициентов поглощения, рассчитываемых по методике Чэн-мьюгэм, Далк (1981). Наилучшее описание спектра получено для напряженности магнитного поля $B \approx 34$ МГс. Отметим, что зашумленность спектров дает неопределенность в положении циклотронных гармоник ≈ 20 Å, которая соответствует ошибке напряженности магнитного поля около 0.1 МГс. Гораздо больший вклад в ошибку магнитного поля вносит вырожденность решения по температуре и плазменному параметру (Кэмпбелл и др., 2008). К сожалению, путем моделирования циклотронного спектра не удастся одновременно определить температуру T_e и плазменный параметр Λ из-за их похожего влияния на форму спектра. Мы варьировали температуру в диапазоне 5–20 кэВ, который охватывает типичные для полярных значения этого параметра. Для всех температур этого диапазона методом наименьших квадратов находилось решение, наилучшим образом описывающее наблюдаемый спектр. Напряженность магнитного поля при этом изменялась на величину ≈ 2 МГс, которая была принята за ошибку магнитного поля. Оптимальные значения плазменного параметра лежали в диапазоне от $\log \Lambda = 4$ (для $T_e = 20$ кэВ) до $\log \Lambda = 7$ (для $T_e = 5$ кэВ), ожидаемом для аккреционных пятен в полярных (Воелк, Бойерманн, 1996). Карта распределения χ^2 в плоскости T_e – $\log \Lambda$ приведена на рис. 6. Представленные значе-

ния χ^2 являются минимальными для каждой пары $(T_e, \log \Lambda)$ и находились путем оптимизации по напряженности магнитного поля B , углу θ и вкладу рэлей-джинсовской компоненты в интегральное излучение системы. К сожалению, из-за грубости принятой модели трудно ограничить область допустимых значений с надежными уровнями значимости. Поэтому мы ограничились указанием в распределении χ^2 области, в которой амплитуда циклотронных гармоник описывается лучше $\approx 50\%$ (см. рис. 6). Угол θ найден принадлежащим диапазону от 50° до 70° . На рис. 5 показано описание наблюдаемого спектра циклотронным спектром при температуре $T_e = 10$ кэВ. Найденное по циклотронному спектру значение магнитного поля $B = 34 \pm 2$ МГс на ≈ 6 МГс выше оценки, полученной из анализа зеемановского расщепления. Подобные расхождения в результатах двух методов типичны для систем типа AM Her. При анализе фотосферных линий белого карлика находится усредненное по диску звезды магнитное поле, в то время как по циклотронным гармоникам определяется магнитное поле около магнитного полюса. Последняя оценка должна быть заведомо больше первой, что и наблюдается в случае J0854.

Допплеровская томография

Допплеровские томограммы представляют собой распределение источников эмиссионных линий в двумерном пространстве скоростей. Каж-

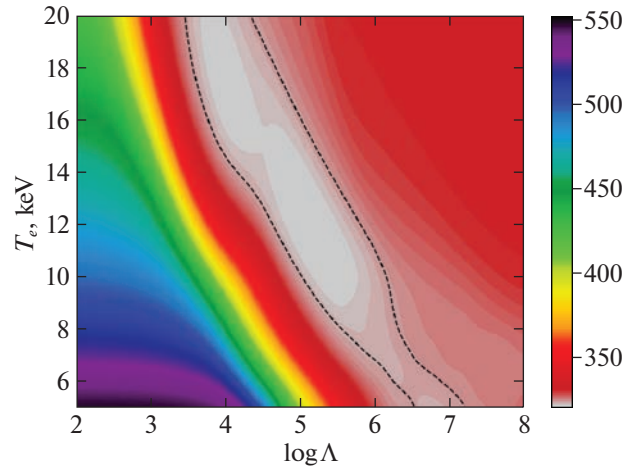


Рис. 6. Карта распределения χ^2 в плоскости T_e — $\log \Lambda$. Черными штриховыми изолиниями выделено значение χ^2 , при котором амплитуды циклотронных гармоник описываются с точностью около 50%.

дая точка этого пространства определяется парой полярных координат: абсолютным значением скорости относительно центра масс системы v в проекции на орбитальную плоскость (с точностью до множителя $\sin i$, i — наклонение орбиты) и углом ϑ , определяющим направление вектора скорости в орбитальной плоскости (обычно этот угол отсчитывается от линии, соединяющей центры масс звездных компонент). За подробностями в интерпретации доплеровских томограмм мы отсылаем читателя к работам Марш, Швопе (2016), Котзе и др. (2015, 2016). Поскольку мы не имеем орбитальных эфемерид J0854, томограммы восстановлены с точностью до поворота, т.е. угол ϑ точек томограммы определен с точностью до постоянного слагаемого. Томография J0854 проводилась в линии H β , в которой достигается максимальное отношение сигнал—шум в двух рядах наблюдений. Восстановление доплеровских томограмм проводилось с помощью программного кода Котзе и др. (2015), реализующего метод максимума энтропии.

Полученные томограммы J0854 представлены на рис. 7 в двух проекциях: стандартной и вывернутой (“inside—out”). В первой проекции скорость v увеличивается от центра томограммы к ее периферии. В вывернутой проекции, наоборот, абсолютная скорость возрастает от периферии к центру. Последний вариант предпочтителен для исследования высокоскоростных структур, которые размывались бы по большой площади в стандартной проекции (подробнее об этом эффекте см. Котзе и др., 2015). Для удобства сравнения томограмм, полученных в разные ночи, распределение интенсивности по данным 24/25 апреля 2022 г. мы представили набором изолиний. Эти изолинии мы

наложили на карту, полученную по спектрам 07/08 марта 2022 г., представленной в цветовой градации.

Томограммы J0854 типичны для систем типа AM Нег. В четвертой четверти стандартной томограммы присутствуют максимум интенсивности и более слабая яркая область в первой четверти, вытянутая в радиальном направлении. Такая же картина проявляется и на карте в вывернутой проекции, но отличается более выраженной высокоскоростной составляющей. Вспомнив, что доплеровские карты восстановлены с точностью до поворота, мы могли бы повернуть их на $\sim 180^\circ$ и видеть их соответствие с картами других полярных, например, HU Aqr (Швопе и др., 1997), BS Tr1 (Колбин и др., 2022). Максимум в четвертой четверти томограммы в стандартной проекции, приходящийся на модуль скорости $v = 200$ – 450 км/с, вероятно формируется около точки Лагранжа L_1 . Его источником может быть баллистический участок аккреционной струи. Часть излучения может формироваться в области переизлучения на поверхности донора, однако она не может быть доминирующей ввиду отсутствия в профилях спектральных линий характерных узких компонент (Колбин и др., 2022). Максимум в первой четверти, имеющий на $\Delta v \approx 50$ км/с меньшую абсолютную скорость и на $\Delta \vartheta \approx 90^\circ$ больший полярный угол, вероятно, формируется на участке аккреционной струи, текущей вдоль силовых линий магнитного поля белого карлика. Уменьшение абсолютной скорости в таком случае вызвано торможением аккреционной струи около области стагнации, где динамическое давление струи сравнивается с магнитным давлением ($\rho v^2 = B^2/8\pi$, где ρ — плотность струи). После этой области газ движется вдоль линий магнитного

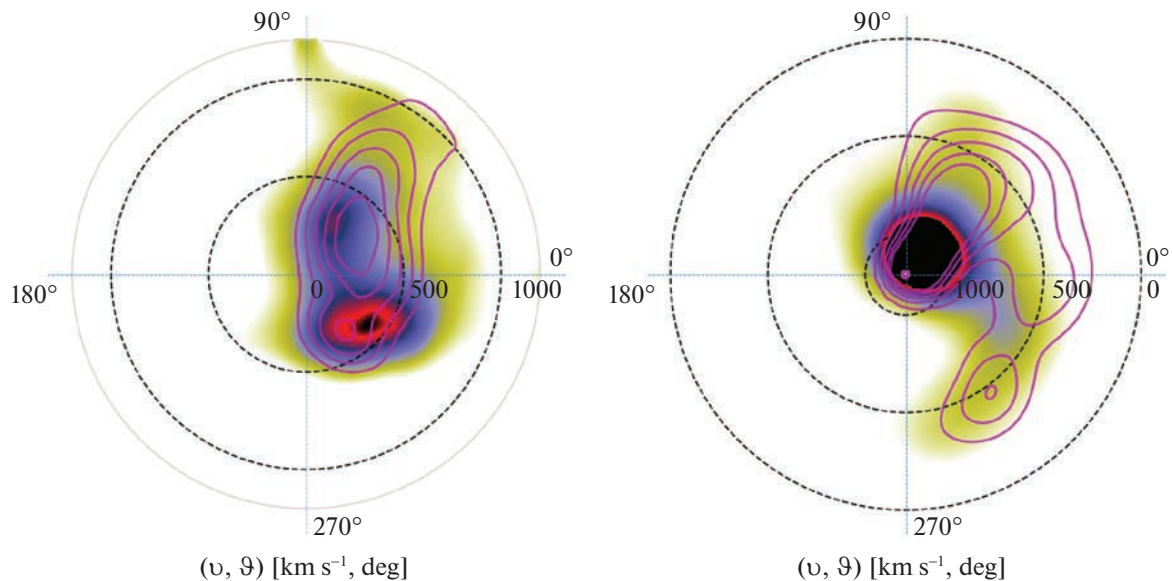


Рис. 7. Доплеровские томограммы J0854 в линии H β . Слева представлены томограммы в стандартной проекции, а справа — в вывернутой. Томограммы, восстановленные по спектрам 07/08 марта 2022 г., представлены в цветовой градации, а томограммы 24/25 апреля 2022 г. отображены изолиниями. Томограммы даны в полярных координатах: штриховыми окружностями указаны области с постоянным модулем скорости ($v = 0, 500, 1000$ км/с), у периферии томограмм отмечены полярные углы ($\vartheta = 0, 90, 180, 270^\circ$), определяющие направление движения излучающих частиц.

поля с появлением компоненты скорости, перпендикулярной орбитальной плоскости (если ось магнитного диполя не лежит в орбитальной плоскости) и не регистрируемой в доплеровской томографии. Резкое изменение угла ϑ может быть интерпретировано быстрым изменением направления течения струи при переходе с баллистической траектории на магнитную.

Фазы периода биений на времена спектральных наблюдений составляют $\varphi_{\text{beat}} = 0.91 \pm 0.09$ и $\varphi_{\text{beat}} = 0.87 \pm 0.1$ для мартовских и апрельских наблюдений соответственно. Высокая неопределенность в фазе обусловлена ошибкой периода биений. При этом два ряда спектральных наблюдений различаются на $\Delta\varphi_{\text{beat}} = 0.04$. Похоже, что такой разности по фазе не достаточно для выделения различий в аккреционном течении. Хотя и доплеровские томограммы имеют разное положение максимумов интенсивности (особенно это заметно на картах в стандартной проекции), эти различия могут быть вызваны неполным покрытием орбитального периода в мартовских наблюдениях ($\approx 0.6P_{\text{orb}}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе обнаружен новый асинхронный поляр J0854. В его долговременных кривых блеска, полученных обзором ZTF, выделяется

период биений $P_{\text{beat}} = 24.6 \pm 0.1$ сут. В течение этого периода поляр изменяет средний блеск от $\langle g \rangle \approx 19.5^m$ (низкое состояние) до $\langle g \rangle \approx 16.5^m$ (высокое состояние). Анализ кривых блеска в низком и высоком состояниях выявил вращательную переменность белого карлика с периодом $P_{\text{spin}} = 113.197 \pm 0.001$ мин. В периодограммах низкого и высокого состояний также проявляются орбитальный период $P_{\text{orb}} = 113.55984 \pm 0.001$ мин и боковые полосы, возникающие из-за модуляции вращательной переменности орбитальным движением. Асинхронность J0854 равна $(\Omega - \omega)/\Omega \approx 0.3\%$ и согласуется со значениями этого параметра для асинхронных поляр, где он $< 2\%$. Свернутая с периодом вращения кривая блеска J0854 в низком состоянии имеет двухгорбую яркую фазу, которая интерпретируется прохождением источника циклотронного излучения (т.е. аккреционного пятна) по диску белого карлика. Похожая форма кривой блеска наблюдается и в высоком состоянии, однако она смещена примерно на половину периода вращения. Этот эффект можно интерпретировать смещением главного аккрецирующего полюса при изменении состояния с низкого на высокое. Поскольку в высоком состоянии средний блеск поляра выше на $\approx 3^m$, можно предположить, что в нем аккрецирующий полюс имеет лучшие условия видимости, т.е. располагается около полюса вращения, обращенного к наблюдателю. Кроме того, различия в яркости двух состояний могут быть связаны с

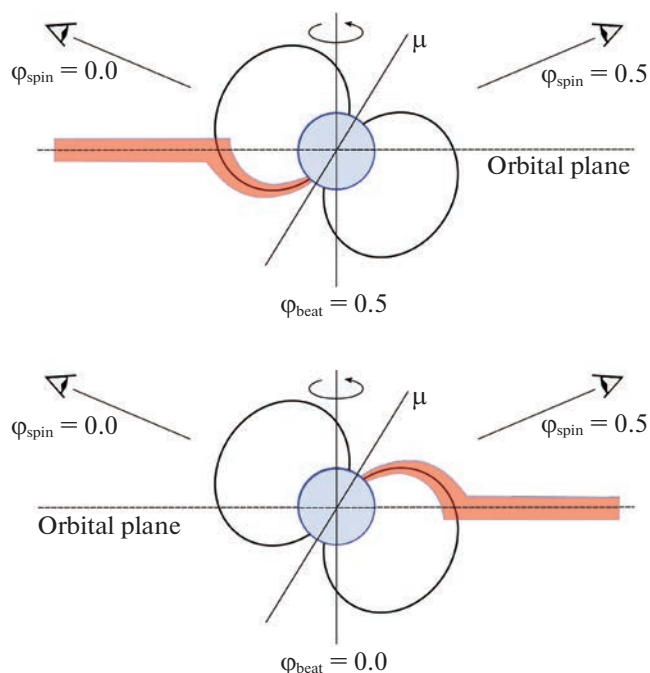


Рис. 8. Схема для интерпретации фотометрических наблюдений J0854. Показана аккреция на белый карлик в низком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.5$) и высоком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.0$) состояниях. В низком состоянии аккреция происходит вблизи полюса вращения, развернутом от наблюдателя. Через половину периода биений магнитный диполь ориентируется к натекающему газу противоположным магнитным полюсом, который имеет лучшие условия видимости. При этом происходит смена фазы вращения белого карлика, на которой виден аккрецирующий полюс, с $\varphi_{\text{spin}} = 0$ на $\varphi_{\text{spin}} = 0.5$.

возможным различием напряженности магнитного поля на магнитных полюсах. При этом, поскольку в высоком состоянии блеск не падает до уровня низкого состояния, то, вероятно, аккреционное пятно не заходит за диск белого карлика. Последнее означает, что наклонение диполя к оси вращения $\beta < 90^\circ - i$, если i — наклонение оси вращения к лучу зрения. Описанная схема аккреции в J0854 представлена на рис. 8.

В спектрах J0854 присутствуют зеемановские компоненты расщепления линии $H\beta$. На их основе сделана оценка магнитного поля белого карлика $B = 28.5 \pm 1.5$ МГс. В одном из спектров обнаружены циклотронные гармоники, положение которых соответствует магнитному полю $B = 34 \pm 2$ МГс. Более высокая оценка напряженности магнитного поля связана с тем, что она получена для области, близкой к магнитному полюсу, в то время как по зеемановскому расщеплению находится напряженность магнитного поля, усредненная по поверхности звезды. Допплеровские томограммы демонстрируют типичное для полярных распределение источников эмиссионных линий, на которых проявляются низкоскоростные структуры, вероятно, образующиеся около баллистической траектории, а также высокоскоростные детали, вероятно, возникающие в магнитосфере белого

карлика. Существенных различий в томограммах, полученных в разные периоды времени, не обнаружено. По-видимому, это связано с малым различием фазы биений между спектральными рядами.

Поляр J0854 является интересным объектом для дальнейших оптических наблюдений. Так, для проверки гипотезы переключений между главными аккрецирующими полюсами желательны поляризационные наблюдения в разные фазы периода биений. При смене аккреции с одного полюса на другой следует ожидать смены знака круговой поляризации. Было бы интересно провести дополнительные фазово-разрешенные спектральные наблюдения. Допплеровские карты, полученные на их основе, позволили бы исследовать изменения геометрии аккреционных течений в процессе вращения магнитного диполя относительно донора.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10064, <https://rscf.ru/project/22-72-10064/>. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *BaltA* **20**, 363 (2011).
2. Бойерманн и др. (K. Beuermann, V. Burwitz, K. Reinsch, A. Schwöpe, and H.-C. Thomas), *Astron. Astrophys.* **634**, 91 (2020).
3. ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
4. Воелк, Бойерманн (U. Woelk and K. Beuermann), *Astron. Astrophys.* **306**, 232 (1996).
5. Диллон и др. (M. Dillon, B.T. Gänsicke, A. Aungwerojwit, P. Rodriguez-Gil, T.R. Marsh, S.C.C. Barros, P. Szkody, S. Brady, T. Krajci, and A. Oksanen), *MNRAS* **386**, 1568 (2008).
6. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).
7. Кинг, Ласота (A.R. King and J.P. Lasota), *Astrophys. J.* **378**, 674 (1991).
8. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.A. Serebryakova, M.M. Gabdеев, and N.V. Borisov), *Astrophys. Bull.* **74**, 80 (2019).
9. Колбин, Борисов (A.I. Kolbin and N.V. Borisov), *Astron. Lett.* **46**, 812 (2020).
10. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.V. Borisov, N.A. Serebriakova, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, M.M. Gabdеев, and S.Yu. Shugarov), *MNRAS* **511**, 20 (2022).
11. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
12. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
13. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
14. Кэмпбелл и др. (R.K. Campbell, T.E. Harrison, A.D. Schwöpe, and St.B. Howell), *Astrophys. J.* **672**, 531 (2008).
15. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, P. Garnavich, K. Mukai, P.A. Mason, P. Szkody, M. Kennedy, G. Myers, and R. Schwarz), *Astrophys. J.* **881**, 141 (2019).
16. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, K. Mukai, R. Mumme, R. Cain, K.C. Magno, T. Corpuz, D. Sandefur, D. Boyd, M. Cook, J. Ulowetz, and L. Martinez), *MNRAS* **449**, 3107 (2015).
17. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, P. Garnavich, K. Mukai, P.A. Mason, P. Szkody, M. Kennedy, G. Myers, and R. Schwarz), *Astrophys. J.* **881**, 141 (2019).
18. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, D.W. Hoard, P. Garnavich, P. Szkody, P.A. Mason, S. Scaringi, K. Ilkiewicz, M.R. Kennedy, S.A. Rappaport, and R. Jayaraman), *Astron. J.* **165**, 43 (2023).
19. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, P.A. Mason, P. Garnavich, P. Szkody, J. Thorstensen, S. Scaringi, K. Ilkiewicz, M.R. Kennedy, and N. Wells), *Astrophys. J. Lett.* **943**, L24 (2023).
20. Марш, Швопе (T.R. Marsh and A.D. Schwöpe), *ASSL* **439**, 195 (2016).
21. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 995 (2018).
22. Павленко и др. (E.P. Pavlenko, P.A. Mason, A.A. Sosnovskij, S.Yu. Shugarov, J.V. Babina, K.A. Antonyuk, M.V. Andreev, N.V. Pit, O.I. Antonyuk, and A.V. Baklanov), *MNRAS* **479**, 341 (2018).
23. Паттерсон (J. Patterson), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 209 (1994).
24. Силбер и др. (A. Silber, H.V. Bradt, M. Ishida, T. Ohashi, and R.A. Remillard), *Astrophys. J.* **389**, 704 (1992).
25. Соболев и др. (A.V. Sobolev, A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, and D.A.H. Buckley), *Astron. Rep.* **65**, 392 (2021).
26. Стокман и др. (H.S. Stockman, G.D. Schmidt, and D.Q. Lamb), *Astrophys. J.* **332**, 282 (1988).
27. Товмассян и др. (G. Tovmassian, D. González-Buitrago, J. Thorstensen, E. Kotze, H. Breytenbach, A. Schwöpe, F. Bernardini, S.V. Zharikov, et al.), *Astron. Astrophys.* **608**, A36 (2017).
28. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
29. Халперн и др. (J.P. Halpern, S. Bogdanov, and J.R. Thorstensen), *Astrophys. J.* **838**, 124 (2017).
30. Хеллиер (C. Hellier), *Cataclysmic Variable Stars* (Springer, 2001).
31. Хорн (K. Horne), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **98**, 609 (1986).
32. Христиан и др. (D.J. Christian, N. Craig, J. Dupuis, and B. Roberts), *IBVS* **5032**, 1 (2001).
33. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
34. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, K.H. Mantel, and K. Horne), *Astron. Astrophys.* **319**, 894 (1997).
35. Шимежек, Вуннер (C. Schimeczek and G. Wunner), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **212**, 26 (2014).
36. Шкоди и др. (P. Szkody, A. Henden, O.J. Fraser, N.M. Silvestri, G.D. Schmidt, J.J. Bochanski, M.A. Wolfe, M. Agueros, et al.), *Astron. J.* **129**, 2386 (2005).