

УДК 524.387-423.4

## НАБЛЮДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ НА КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ГАИШ МГУ

© 2023 А. М. Черепашук<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 12 июня 2023 года; после доработки 24 июня 2023 года; принята к публикации 25 июня 2023 года

В обзоре представлены результаты наблюдений массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем, выполненных на Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ в течение последних пяти лет. Интерпретация этих наблюдений в рамках сложных нетрадиционных моделей позволила получить ряд интересных результатов. В частности, на основе открытого нами векового эволюционного увеличения орбитального периода микроквара SS 433 удалось доказать, что релятивистский объект здесь является черной дырой, а сама система SS 433 эволюционирует как полуразделенная из-за того, что расстояние между ее компонентами увеличивается со временем, что препятствует образованию общей оболочки. В микрокваре Суг X-3 обнаружено аномальное поведение ИК-показателей цвета с фазой орбитального периода. Проведено моделирование и сделаны оценки параметров этой системы. В маломассивных рентгеновских двойных системах (рентгеновских новых) даны оценки масс черных дыр, построены спектры адвекционно-доминированных дисков, а также дано наблюдательное обоснование современным результатам трехмерных газодинамических расчетов для взаимодействующих двойных систем.

Ключевые слова: аккреционные диски — рентгеновские новые — черные дыры — тесные двойные системы — эволюция

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Из-за распада Советского Союза ГАИШ МГУ в 1993–1994 годах потерял две высокогорные обсерватории, расположенные в Узбекистане (гора Майданак) и в Казахстане (в горах Тянь-Шаня близ г. Алма-Аты). Поэтому руководство ГАИШ при поддержке ректора МГУ академика В. А. Садовниченко предприняло большие усилия по реализации идеи строительства новой университетской высокогорной обсерватории на территории России.

Строительство обсерватории началось в июле 2011 года. Официальное открытие Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (КГО ГАИШ МГУ) состоялось 13 декабря 2014 года. Обсерватория расположена на высоте 2100 м над уровнем моря в 27 км к югу от города Кисловодска. Основной инструмент обсерватории — 2,5-м альт-азимутальный зеркальный телескоп системы Ричи–Кретьена с гиперболическим главным зеркалом и соответствующим приемным оборудованием (спектрограф, оптический ПЗС-фотометр, ИК-фотометр-спектрометр и т.п.). Также в обсерватории установлен автоматизированный 60-см те-

лескоп RC 600 с ПЗС-камерой, управляемый из Москвы дистанционно.

Одной из программ наблюдений на телескопах КГО ГАИШ МГУ являются исследования массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем. Это тесные двойные системы (ТДС), состоящие из оптической звезды-донора и релятивистского объекта — нейтронной звезды (НЗ) или черной дыры (ЧД), — на который идет аккреция вещества. В массивных рентгеновских двойных системах донором является массивная оптическая звезда, в маломассивных рентгеновских двойных системах — маломассивная оптическая звезда. Деление рентгеновских двойных систем на эти два класса связано с различием эволюционных путей массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем.

Рентгеновская астрономия сформировалась как самостоятельная наука 60 лет тому назад, в 1962 году, когда в ракетном эксперименте под руководством профессора Риккардо Джаикони (с 2002 года — нобелевский лауреат) был открыт первый рентгеновский источник, расположенный за пределами Солнечной системы, — Sco X-1 (Giaccconi et al., 1962). Этот источник оказался маломассивной рентгеновской двойной системой

\*E-mail: cherepashchuk@gmail.com

с нейтронной звездой. Запуск на орбиту вокруг Земли в 1971 году американского специализированного рентгеновского спутника UHURU привел к массовому открытию рентгеновских двойных систем (Giacconi et al., 1971; Tananbaum et al., 1972). Природу рентгеновских двойных систем удалось быстро понять благодаря развитию теории аккреции вещества на релятивистские объекты (Salpeter, 1964; Zel'dovich, 1964; Pringle and Rees, 1972; Novikov and Thorne, 1973; Shakura, 1973; Shakura and Sunyaev, 1973). Изучение оптических проявлений рентгеновских двойных систем (Bahcall and Bahcall, 1972; Cherepashchuk et al., 1972; Lyutyi et al., 1973) позволило развить методы оценки масс релятивистских объектов (см., например, Cherepashchuk 2022a,b,c,d,e,f,g,h,i). Дальнейшие запуски космических рентгеновских обсерваторий, таких как HEAO-2, КВАНТ-1, ROSAT, Chandra X-ray Observatory (СХО), NuSTAR и других, в последние годы — Спектр-РГ, IXPE, привели к обнаружению многих тысяч рентгеновских двойных систем.

Исследования рентгеновских двойных систем обеспечили первый прорыв в открытиях черных дыр. Благодаря рентгеновской астрономии изучение ТДС стало передним фронтом астрофизики.

До недавнего времени именно рентгеновские двойные системы являлись главным источником информации о массах звездных ЧД. Однако сейчас ясно, что пальма первенства в измерениях масс ЧД переходит от рентгеновских двойных систем к гравитационно-волновым двойным системам, в которых с помощью современных лазерных интерферометрических антенн LIGO, VIRGO и других детектируются гравитационные волны от слияния ЧД и НЗ (Abbott et al., 2016).

Поскольку в гравитационно-волновых двойных системах наблюдаются в основном звездные ЧД больших масс (до  $100 M_{\odot}$ ), а рентгеновские двойные системы дают информацию о ЧД сравнительно малых масс ( $4-20 M_{\odot}$ , согласно Bogotazov et al. (2005)), исследования гравитационно-волновых двойных и рентгеновских двойных систем прекрасно дополняют друг друга, в результате чего удается изучать спектр масс звездных ЧД в широком диапазоне от 4 до  $100 M_{\odot}$ . Кроме того, в рентгеновских двойных системах наблюдаются различные нестационарные процессы, связанные с аккрецией, а также, в ряде случаев, адвекционно-доминированные диски вокруг релятивистских объектов с ничтожно малой рентгеновской светимостью. Подобные диски существуют и вокруг сверхмассивных ЧД в неактивных ядрах галактик, число которых превышает 90% от общего числа галактик. Таким образом, проблема исследования рентгеновских двойных систем не потеряла своей актуальности.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЯ МАЛОМАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Масса звезды-донора в маломассивных рентгеновских двойных системах составляет порядка  $1 M_{\odot}$  и меньше. Для звезд с массами менее  $0.8 M_{\odot}$  время ядерной эволюции превышает возраст Вселенной ( $1.4 \times 10^{10}$  лет). Если такая звезда входит в состав рентгеновской двойной, то ее ядерной эволюцией можно пренебречь. Поэтому главной движущей силой эволюции маломассивных рентгеновских двойных систем являются потеря ими энергии и углового момента под влиянием истекающего из звезды намагниченного звездного ветра, а также излучение системой потока гравитационных волн. Для звезд с массой более  $0.8 M_{\odot}$  к этим эффектам добавляется эффект ядерной эволюции звезды — увеличение ее радиуса из-за нарастания неоднородности химического состава в ее недрах.

Теория эволюции ТДС с обменом масс, включая стадию рентгеновской двойной системы и стадию двух релятивистских объектов, была развита в работах Tutukov and Yungelson (1973a,b) и van den Heuvel (1976).

Отличительной особенностью маломассивных рентгеновских двойных систем является их формирование после стадии эволюции с общей оболочкой, что связано с большой разницей в начальных массах компонентов.

Как и в случае массивных рентгеновских двойных систем, маломассивные рентгеновские двойные системы бывают либо квазистационарными (например, системы Sco X-1, Cyg X-2 и др.), либо транзиентными (системы типа A 0620-00, XTEJ 1118+480 и др.). К классу транзиентных маломассивных принадлежат рентгеновские новые. В этих системах спорадически, в среднем раз в несколько лет, происходят мощные (со светимостью в максимуме примерно  $10^{36}-10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ ) вспышки рентгеновского излучения длительностью порядка одного или нескольких месяцев. Такие вспышки являются следствием различных неустойчивостей в диске, окружающем релятивистский объект. Рентгеновская вспышка сопровождается вспышкой оптического излучения, что связано с прогревом диска и звезды мощным рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта.

К удивительным особенностям рентгеновских новых можно отнести тот факт, что в спокойном состоянии, когда рентгеновская светимость пренебрежимо мала ( $10^{31}-10^{33}$  эрг  $s^{-1}$ ), вокруг релятивистского объекта продолжает оставаться вращающийся газовый диск. Подтверждением этому служит наличие двугорбых и широких профилей линий излучения водорода в оптических спектрах «спокойных» рентгеновских новых. То есть диск наблюдается, а рентгеновское

излучение ничтожно мало. Существует несколько гипотез для объяснения этого феномена: адвекционно-доминированный диск, ламинарный диск-накопитель и т.п. Однако окончательной уверенности в справедливости какой-либо одной из них пока нет (подробнее о рентгеновских новых см. в каталоге Cherepashchuk et al. (1996), в обзоре Cherepashchuk (2000) и в работах Cherepashchuk (2022a, b, c, d, e, f, g, h, i)).

Главная причина оптической переменности рентгеновских новых в спокойном состоянии — эффект эллипсоидальности оптической звезды (Lyutyi et al., 1973): кривая блеска представляет собой двойную волну за орбитальный период амплитудой в несколько десятых звездной величины. В оптическую переменность в этом случае также дает вклад излучение в видимом диапазоне диска и области взаимодействия с ним газовой струи.

В последнее время выяснилось, что даже в спокойном состоянии, когда рентгеновская светимость очень мала, рентгеновские новые демонстрируют различные виды нестационарности. Некоторые рентгеновские новые в спокойном состоянии проявляют две стадии: активную и пассивную. В пассивной стадии амплитуда иррегулярной оптической переменности (фликеринг) сравнительно мала и орбитальная кривая блеска имеет регулярную форму. В активной стадии средний блеск рентгеновской новой увеличивается на несколько десятых звездной величины, кроме того, резко возрастает амплитуда фликеринга. Орбитальная кривая блеска в этом случае показывает иррегулярные изменения.

Отметим, что большая часть рентгеновских новых содержит черные дыры. Для некоторых из них (A 0620–00, Swift 71354–0933 и др.) открыта линейная поляризация инфракрасного излучения, что может свидетельствовать о наличии синхротронного излучения от релятивистских джетов в спокойном состоянии системы (Russell et al., 2016). В этих системах также обнаружено аномально быстрое уменьшение орбитального периода (González Hernández et al., 2012; 2014; 2017). В работах Shahbaz et al. (2004) и Zurita et al. (2016) были найдены спектроскопические эффекты прецессии эллиптического диска, а также спектроскопические следы хромосферной активности звезды-донора (Casares et al., 1997; Torres et al., 2002; Zurita et al., 2003; González Hernández and Casares, 2010).

### 2.1. Система XTEJ 1118+480 (KV UMa)

Cherepashchuk et al. (2019b) привели результаты оптической и ИК-фотометрии рентгеновской новой с черной дырой XTEJ 1118+480 (KV UMa) в спокойном состоянии. Эта система уникальна тем,

что она находится на большой высоте над галактической плоскостью  $z \simeq 1.7$  кпк. Такое расположение нетипично для рентгеновских новых, поскольку релятивистские объекты в них образовались из массивных OB-звезд, принадлежащих к первому (I) типу населения Галактики. По-видимому, эта система оказалась на большой высоте над плоскостью Галактики в результате действия импульса, полученного ею при взрыве сверхновой.

Система KV UMa состоит из маломассивной оптической звезды класса K7–M0 V, заполняющей свою полость Роша, и черной дыры. Оптическая звезда истекает на черную дыру, образуя аккреционный диск. Во время рентгеновской вспышки из-за срабатывания неустойчивости в диске он становится турбулентным, вязкость вещества возрастает и начинается эффективная аккреция вещества диска на черную дыру. В спокойном состоянии в диске идет так называемая медленная аккреция и рентгеновская светимость системы очень мала. Медленная аккреция, как принято считать, связана главным образом с тем, что диск становится адвекционно-доминированным. В этом случае при низком темпе поступления вещества в диск от маломассивной оптической звезды гравитационная энергия, выделяемая во внутренних частях диска, накапливается преимущественно в горячих протонах, которые излучают неэффективно из-за большой массы. Передать свою тепловую энергию эффективно протоны не успевают ввиду большой разницы в массах протонов и электронов. В итоге почти вся тепловая энергия, запасенная в протонах, уносится с веществом диска (адвектирует) к горизонту событий черной дыры.

Параметры адвекционно-доминированных дисков пока изучены плохо. Поэтому в случае рентгеновских новых с черными дырами представляет большой интерес не только оценка массы ЧД, но и изучение адвекционно-доминированных дисков (см. обзор Cherepashchuk (2000) и работы Cherepashchuk (2022a,b,c,d,e,f,g,h,i), где приведены все необходимые ссылки).

Орбитальный период системы KV UMa составляет  $0^d17$ , ее средняя звездная величина  $V \simeq 19^m$ . В спокойном состоянии системы в кривых блеска наблюдается двойная волна за период, обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды и вкладом окружающего ЧД диска с областью взаимодействия газовой струи с внешними частями диска. В оптическом спектре системы в спокойном состоянии наблюдаются широкие двугорбые эмиссионные линии водорода ( $FWHM \simeq 2400 \text{ км с}^{-1}$ ), возникающие во вращающемся диске, а также линии поглощения, соответствующие звезде позднего спектрального класса K7–M0 главной последовательности. По

доплеровским смещениям линий поглощения изменена функция масс оптической звезды (McClintock et al., 2001; Wagner et al., 2001):

$$f_v(M) = \frac{M_x^3 \sin^3 i}{(M_x + M_v)^2} = 6.1 \pm 0.3 M_\odot,$$

откуда следует, что масса релятивистского объекта  $M_x$  превышает  $6.1 M_\odot$ , а значит, релятивистский объект здесь является черной дырой.

Первые инфракрасные кривые блеска KV UMa в фильтрах *J* и *K* были получены Mikolajewska et al. (2005) в апреле 2003 г. и в марте 2004 г. Вклад незвездной компоненты в суммарный блеск системы в 2003 и 2004 гг., по оценкам этих авторов, не превышал 33% и 25% соответственно. В дальнейшем система KV UMa наблюдалась как фотометрически, так и спектроскопически (см. работу Cherepashchuk et al. (2019b) и ссылки в ней).

Мы наблюдали KV UMa в оптическом и инфракрасном диапазонах в течение трех сезонов в 2017 и 2018 годах. ИК-наблюдения в *J* и *K* фильтрах ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 1.25$  мкм и 2.2 мкм соответственно) фотометрической системы обсерватории Мауна-Кеа были проведены на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ с помощью ИК-камеры — спектрографа ASTRONIRCAM (Nadjip et al., 2017) с детектором Hawaii-2RG (2048 × 2048 пикселей). В фотометрическом режиме использовалась только центральная часть детектора (1024 × 1024 пикселей). Оптические наблюдения без фильтров ( $\lambda_{\text{eff}} \approx 6400$  Å, рабочий диапазон 4300–8300 Å) были выполнены на 1.25-м телескопе ЗТЭ<sup>1</sup> Крымской астрономической станции (КАС) МГУ имени М. В. Ломоносова с использованием ПЗС-камеры Vers Array-1300. Объект наблюдался в ноябре 2017 г. и в июне – ноябре 2018 г.

Для вычисления средней кривой блеска использовались эфемериды

$$\text{Min I} = T_0 + P_{\text{orb}} E,$$

где  $T_0 = \text{HJD } 2455676.6017$  — начальная эпоха,  $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}1699337 \pm 0^{\text{d}}0000002$  и  $E$  — число орбитальных циклов, протекших после момента  $T_0$ . Фаза  $\varphi = 0.0$  соответствует верхнему соединению релятивистского объекта (оптическая звезда на луче зрения перед релятивистским объектом).

Результаты наблюдений приведены на рис. 1 и 2, где представлены средние орбитальные кривые блеска KV UMa в оптическом и инфракрасном диапазонах. Видно, что кривые блеска представляют собой двойную волну за орбитальный период амплитудой  $0^{\text{m}}2 - 0^{\text{m}}3$ , главным образом из-за

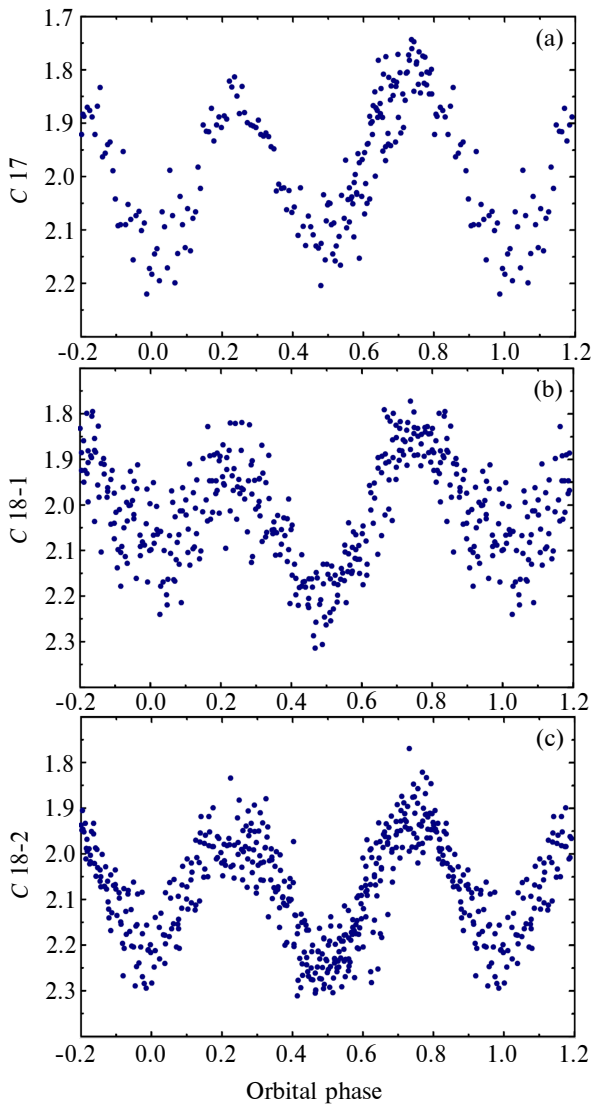
эллипсоидальности оптической звезды, заполняющей свою полость Роша.

На рис. 3 приведено сравнение оптических средних орбитальных кривых блеска KV UMa (порядка 1000 индивидуальных наблюдений), полученных в разные эпохи. Можно видеть, что при переходе от одной эпохи к другой средний уровень блеска системы заметно меняется (до  $0^{\text{m}}1$ ), при этом также меняется и форма кривой блеска. Эти изменения, по-видимому, связаны с переменностью параметров незвездного компонента (диска с областью взаимодействия струи и диска). Все кривые блеска регулярны, заметного фликеринга ни в одной из стадий не наблюдается. Этим система KV UMa отличается от рентгеновской новой A 0620–00 (см. ниже). Cherepashchuk et al. (2019b) провели моделирование кривых блеска KV UMa с использованием результатов трехмерных гидродинамических расчетов течения газа во взаимодействующих двойных системах (Bisikalo, 2005). Предполагалось, что область взаимодействия между диском и газовой струей имеет сложную форму и состоит из горячей линии, расположенной вдоль газовой струи вблизи внешней границы диска, и из горячего пятна, расположенного на внешней границе диска. При расчете теоретических кривых блеска применялся стандартный метод синтеза Wilson and Devinney (1971). Детали см. в работе Cherepashchuk et al. (2019b).

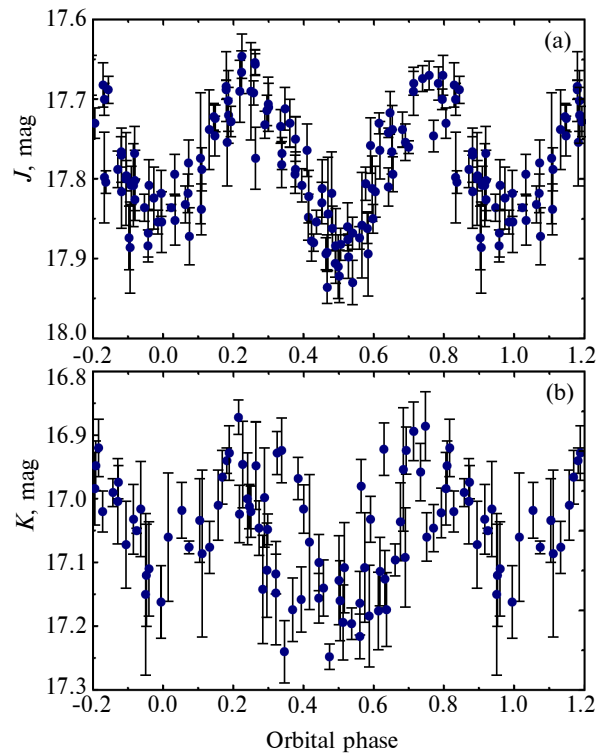
На рис. 4 показана компьютерная версия модели системы KV UMa и отражена процедура проверки соответствия рассмотренных моделей наблюдательным данным — средней оптической кривой блеска. Приведены невязки как функции наклона орбиты  $i$ , минимальные по всем остальным параметрам системы. Прямая линия внизу отсекает критическое значение невязки  $\chi_{n-m,0.01}^2 = 24.7$  по уровню значимости 1% ( $n = 22$  — число нормальных точек кривой блеска,  $m = 11$  — число параметров, по которым проводится минимизация функционала невязки). Представлены данные по четырем моделям:

- 1) модель с эллипсоидальной (грушевидной) звездой-донором без диска и области взаимодействия (Ellipticity);
- 2) модель со звездой и диском без области взаимодействия (Ellipticity + disk);
- 3) модель со звездой и диском с горячим пятном на его внешней границе (Ellipticity + disk + hot spot);
- 4) модель со звездой, диском, горячим пятном и горячей линией, расположенной вдоль газовой струи вблизи внешней границы диска (Ellipticity + disk + hot spot + hot line).

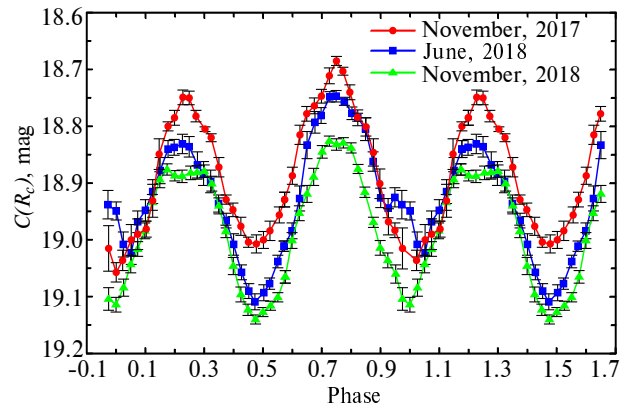
<sup>1</sup>Зеркальный телескоп им. Энгельгарда.



**Рис. 1.** Средние орбитальные кривые блеска KV UMa в оптическом диапазоне (4300–8300 Å) в трех сезонах наблюдений: (a) — ноябрь 2017 г. (C 17); (b) и (c) — июнь (C 18-1) и ноябрь (C 18-2) 2018 г. соответственно. Рисунок 2a из статьи Cherepashchuk et al. (2019b).



**Рис. 2.** Средние орбитальные ИК-кривые блеска KV UMa в фильтрах *J* — панель (a) и *K* панель (b). Рисунок 2b из статьи Cherepashchuk et al. (2019b).

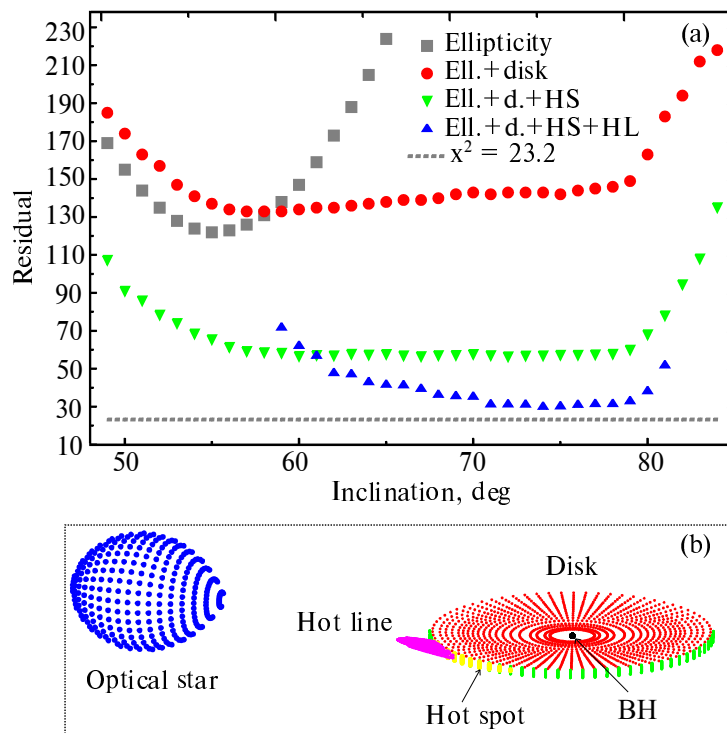


**Рис. 3.** Сравнение трех оптических кривых блеска KV UMa, полученных в разные эпохи наблюдений. Очевидны изменения среднего блеска системы (до  $0^m1$ ) и формы кривой блеска. Рисунок 3 из статьи Cherepashchuk et al. (2019b).

Видно, что хотя простейшая модель эллипсоидальной звезды обеспечивает глубокий минимум невязки, но минимальное значение  $\chi^2$  превышает критическое значение более чем в шесть раз, и такая модель должна быть отвергнута. Модель со звездой, диском и «классическим» горячим пятном позволяет вдвое уменьшить минимальное  $\chi^2$ , но это значение все еще сильно превышает критическую величину. Следовательно, модель с горячим пятном также нужно отвергнуть. И только добавление в модель горячей линии позволяет еще вдвое уменьшить минимальное  $\chi^2$ , которое лишь слегка превосходит критическое значение. Поэтому модель с горячей линией, в отличие от модели с одиночным

горячим пятном, с некоторой натяжкой соответствует наблюдательным данным.

Данный тест дает наблюдательное подтверждение результатов трехмерного газодинамического моделирования течения газа во взаимодействующих двойных системах (Bisikalo, 2005) Из этих результатов следует, что область взаимодействия между газовой струей, истекающей из звезды-



**Рис. 4.** Проверка адекватности моделей для системы KV UMa (с использованием оптической кривой блеска). Панель (a) — невязки между наблюдаемой и теоретической кривыми блеска как функция наклона орбиты  $i$ , минимальные по всем остальным параметрам системы. Принято отношение масс  $q = M_x/M_v = 37$  ( $M_x$  и  $M_v$  — массы релятивистского объекта и оптической звезды соответственно). Серые квадраты относятся к эллипсоидальной модели (Ell.), красные кружки — модель с эллипсоидальной звездой-донором и диском без области взаимодействия (Ell.+disk), зеленые треугольники — модель с эллипсоидальной звездой, диском и горячим пятном на внешней границе диска (Ell.+d.+HS), синие треугольники — модель с эллипсоидальной звездой, диском, горячим пятном и горячей линией, расположенной вдоль газовой струи вблизи границы диска (Ell.+d.+HS+HL), серая горизонтальная линия отсекает критическое значение невязки на уровне значимости 1%. Панель (b) — компьютерная модель системы. Рисунок 5 из статьи Cherepashchuk et al. (2019b).

донора, и диском должна, помимо «классического» горячего пятна, также содержать горячую линию, которая расположена вдоль газовой струи вблизи диска. При этом нагрев вещества струи, согласно теории Bisikalo (2005), происходит из-за столкновения вращающихся внешних частей диска с веществом струи.

В результате решения обратной задачи интерпретации оптических и ИК-кривых блеска мы получили оценку наклона орбиты  $i$ , необходимую для определения массы черной дыры:  $i = 74^\circ \pm 4^\circ$ . На рис. 5 приведены наблюдаемые инфракрасные и соответствующие оптимальные теоретические кривые блеска KV UMa.

Полученные значения массы черной дыры  $M_x = M_{\text{BH}}$  и оптической звезды  $M_v$  следующие:  $M_{\text{BH}} = 7.24_{-0.7}^{+0.9} M_\odot$ ,  $M_v = 0.20 \pm 0.02 M_\odot$  — в случае  $q = M_x/M_v = 37$ ;  $M_{\text{BH}} = 7.06_{-0.69}^{+0.87} M_\odot$ ,  $M_v = 0.10 \pm 0.01 M_\odot$  — для  $q = 73$ . Значения  $q = 37$  и  $q = 73$  оценены из анализа вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической звезды двумя независимыми методами (детали см. в работе Cherepashchuk et al., 2019b).

Анализ кривых блеска KV UMa в широком диапазоне спектра (6400–22000 Å) позволил нам восстановить спектр излучения адвекционно-доминированного диска вокруг черной дыры, который хорошо описывается степенным законом:  $F_\lambda \sim \lambda^\alpha$ , где  $\alpha = -1.67$  для  $q = 37$  и  $\alpha = -1.56$  для  $q = 73$ . Эти результаты представляют интерес для тестирования моделей адвекционно-доминированных дисков вокруг черных дыр. Cherepashchuk et al. (2019b) рассмотрели эволюционные аспекты проблемы маломассивных рентгеновских двойных систем с аномально быстрым укорочением орбитального периода. Авторами было показано, что быстрое уменьшение орбитального периода таких систем, в том числе системы KV UMa, может быть связано с усилением магнитного поля в маломассивных оптических звездах во время предшествующей стадии эволюции с общей оболочкой и дальнейшей потерей углового орбитального момента системы, обусловленной истечением из звезды магнитного звездного ветра (Bogomazov et al., 2022).

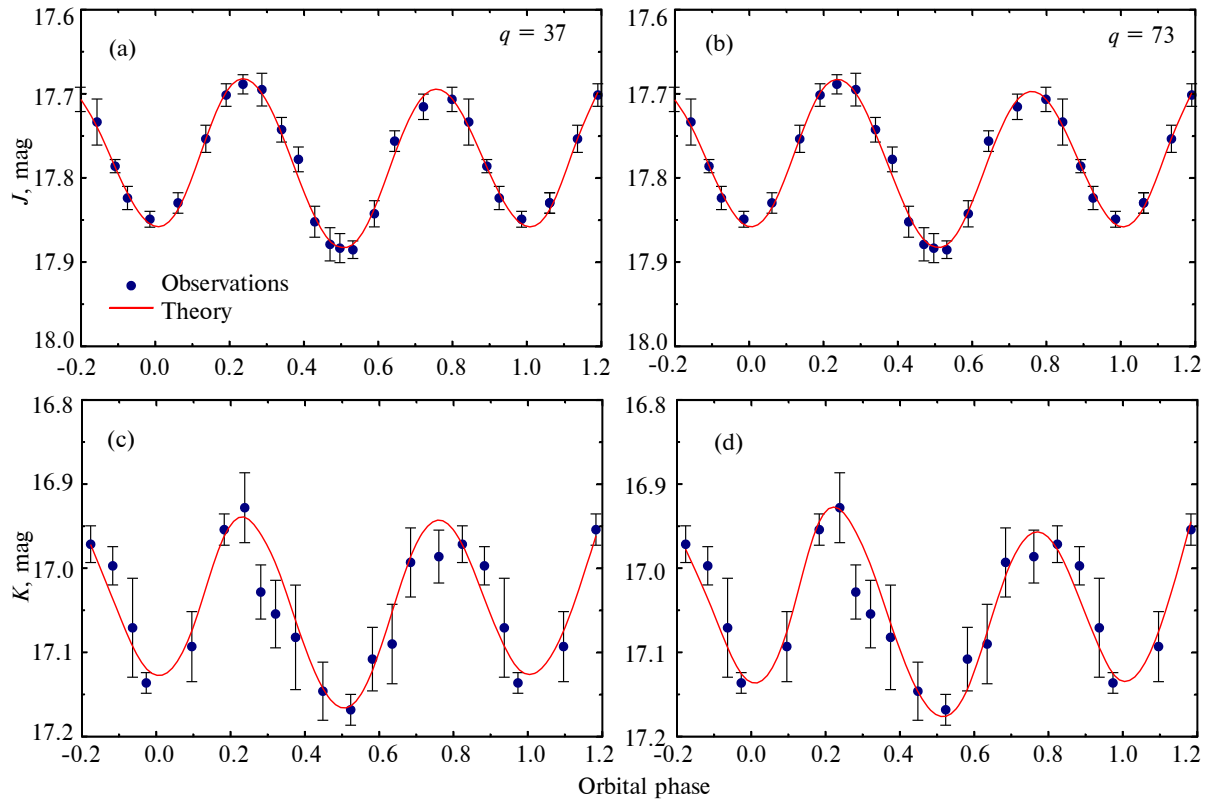


Рис. 5. Наблюдаемые ИК-кривые блеска системы KV UMa с наложенными на них оптимальными теоретическими кривыми блеска (рисунок 4b из статьи Cherepashchuk et al., 2019b).

### 2.2. Система A 0620–00

В работе Cherepashchuk et al. (2019a) представлены результаты исследования системы A 0620–00. Рентгеновская новая A 0620–00 — первая маломассивная рентгеновская двойная система, в которой была обнаружена черная дыра (McClintock and Remillard, 1986) До этого астрономы искали черные дыры в массивных рентгеновских двойных (типа Cyg X-1). Однако оказалось, что черные дыры чаще всего удается обнаружить именно в маломассивных рентгеновских двойных системах. Время ядерной эволюции маломассивной звезды в тысячи раз длиннее, чем в случае массивной звезды. Поэтому, если маломассивная звезда заполняет свою полость Роша, она питает аккрецию вещества на релятивистский объект много дольше, чем массивная звезда. Следовательно, вероятность обнаружения черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных системах гораздо выше, чем в массивных.

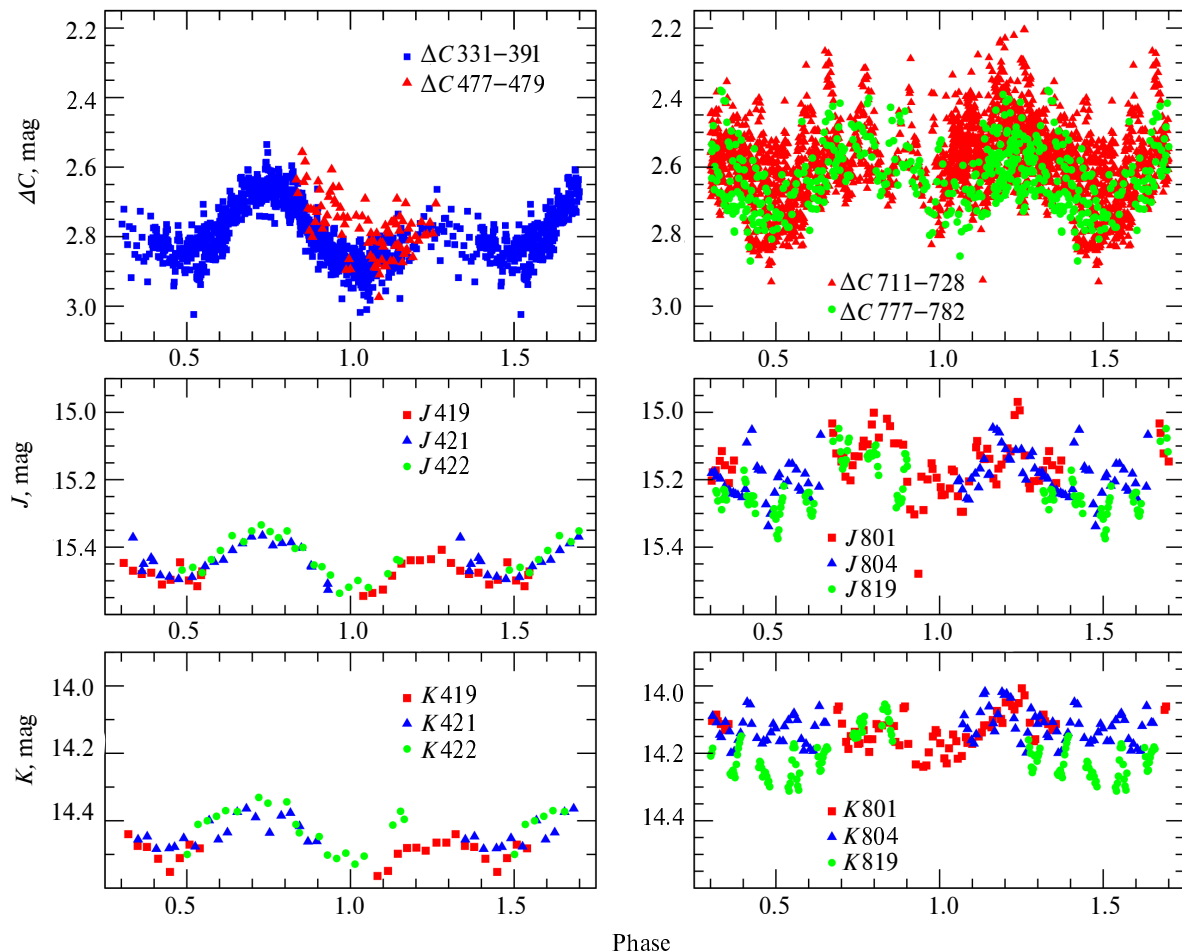
Система A 0620–00 состоит из оптической звезды класса K5 V и черной дыры с массой около  $7 M_{\odot}$  (см. Cherepashchuk 2022a, b, c, d, e, f, g, h). Орбитальный период системы  $0^d3230160(5)$ . Функция масс оптической звезды  $f_v(M) = (2.72 \pm 0.06)M_{\odot}$  (Orosz, 2003). Система детально изучена как

фотометрически, так и спектроскопически, а также в рентгеновском диапазоне (см. каталог Cherepashchuk et al., 1996). В системе A 0620–00, а также в системах XTEJ 1118+480 и Nova Muscae 1991 открыто аномально быстрое уменьшение орбитального периода (González Hernández et al., 2017), которое может быть связано с потерей орбитального углового момента из-за магнитного звездного ветра. При этом магнитное поле звезды усилено во время стадии эволюции системы в общей оболочке (Cherepashchuk et al., 2019b). Средняя звездная величина системы A 0620–00 составляет  $V \simeq 18^m$ .

Оптические и ИК-наблюдения A 0620–00 проводились в течение двух зимних сезонов: 2015–2016 и 2016–2017 годов. ИК-наблюдения (фильтры J и K) были выполнены на инфракрасной камере-спектрографе ASTRONIRCAM, установленной на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Оптические наблюдения без фильтров ( $\lambda_{\text{eff}} \simeq 6400 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda = 4300\text{--}8300 \text{ \AA}$ ) проведены на 1.25-м телескопе ЗТЭ КАС МГУ. При расчетах использовались следующие эфемериды:

$$\text{Min I} = \text{JD } 2457332.601507 + 0.32301407 E.$$

Фаза  $\varphi = 0$  соответствует верхнему соединению релятивистского объекта, когда оптическая звез-



**Рис. 6.** Кривые блеска системы A 0620–00 для пассивной и активной стадий (слева и справа соответственно). Приведены кривые блеска в оптическом ( $\Delta C$ ) диапазоне и в фильтрах  $J$  и  $K$ . Различные цвета соответствуют разным сетам наблюдений. Числа рядом с названиями фильтров соответствуют трем последним цифрам (до десятичной точки) юлианской даты ночи наблюдений. Рисунок 2 из статьи Cherepashchuk et al. (2019a).

да располагается на переднем плане. Всего было получено около 3400 индивидуальных измерений блеска A 0620–00 в оптическом диапазоне и около 550 отдельных измерений в ИК-диапазоне.

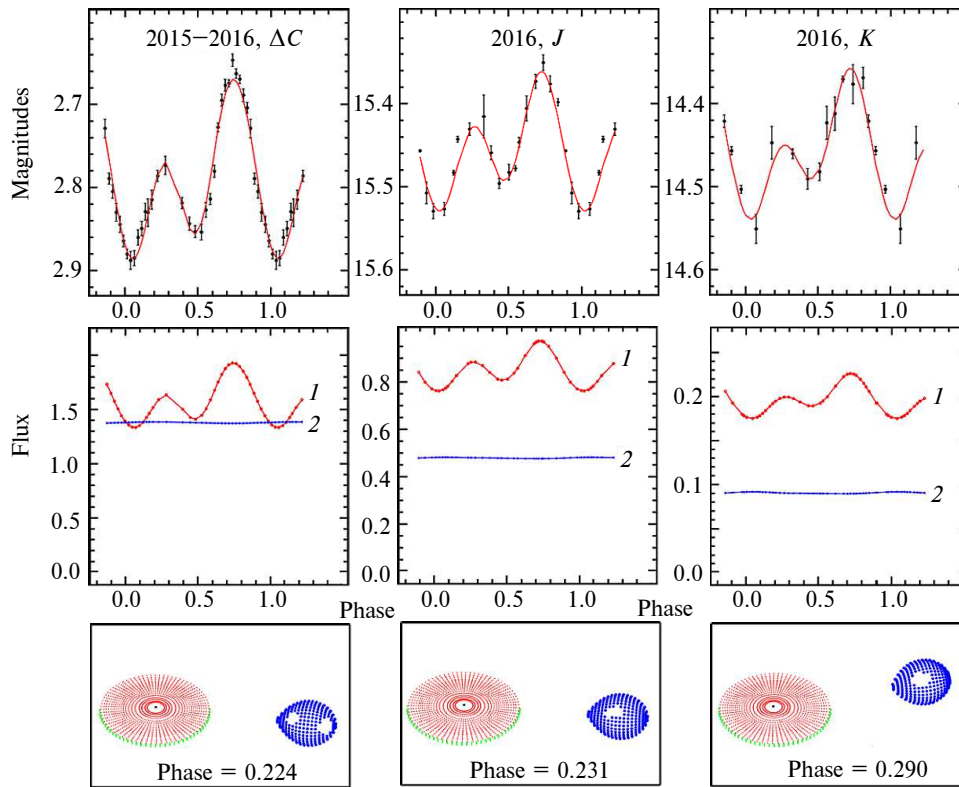
Оптические и ИК кривые блеска A 0620–00, свернутые с орбитальным периодом, приведены на рис. 6. Сет наблюдений 2015–2016 гг. соответствует пассивной стадии, когда средний блеск системы понижен примерно на  $0^m.2$ , а фликеринг на орбитальных кривых блеска мал. Сезон 2016–2017 гг. пришелся на активную стадию системы с большой амплитудой фликеринга и увеличенным средним блеском. Из рис. 6 следует, что при переходе от пассивной к активной стадии меняется форма орбитальных кривых блеска. Эти эффекты связаны с физическими характеристиками незвездных компонент системы (аккреционный диск, возможный релятивистский джет и область взаимодействия газовой струи и диска).

Теоретические кривые блеска рассчитывались в

рамках двух моделей: модели оптической звезды с пятнами на поверхности и модели с оптической звездой без пятен, но со сложной областью взаимодействия на внешней границе диска вокруг релятивистского объекта — горячим пятном и горячей линией. Значительное неравенство максимумов на кривых блеска A 0620–00 в пассивной стадии (см. рис. 6) может быть обусловлено наличием на поверхности оптической звезды темных пятен, которые меняют свое расположение со временем (подробности см. в работе Cherepashchuk et al. (2019a)). Впервые модель рентгеновской двойной системы, у которой оптическая звезда имеет пятно на поверхности, была применена для интерпретации кривых блеска в работе Khuzina and Cherepashchuk (1995).

На рис. 7 приведены наблюдаемые и полученные в рамках модели пятнистой звезды теоретические кривые блеска, относящиеся к пассивной стадии системы. Видно хорошее согласие теорети-





**Рис. 7.** Модель пятнистой звезды для пассивной стадии системы A 0620–00. Верхняя панель показывает средние наблюдаемые кривые блеска сетов 2015 и 2016 гг. в оптическом ( $\Delta C$ ) и ИК-диапазонах (полосы фильтров  $J$  и  $K$ ) с наложенными на них оптимальными теоретическими кривыми. На средней панели представлен относительный вклад различных компонент системы в общий поток: оптическая звезда (1) и диск (2). Нижняя панель — компьютерная модель системы в разных фазах орбитального периода. Рисунок 3 из статьи Cherepashchuk et al. (2019a).

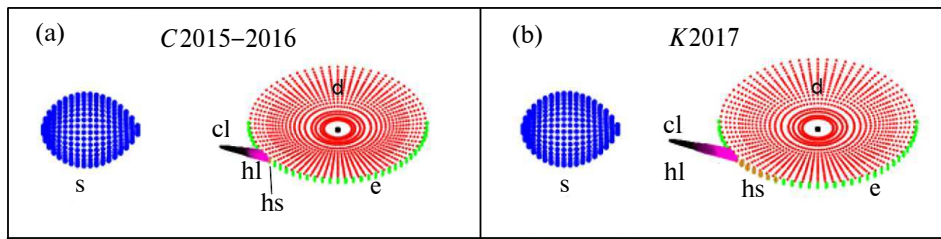
ческих и наблюдательных данных. В то же время аналогичный анализ наблюдаемых кривых блеска в активной стадии показал, что модель с пятнами не в полной мере согласуется с результатами наблюдений (подробнее см. в работе Cherepashchuk et al. (2019a)). Поэтому была рассмотрена модель системы с горячей линией.

Компьютерная модель системы с горячей линией представлена на рис. 8, а на рис. 9 приведены результаты моделирования. Видно, что изменения светимости горячей линии и горячего пятна с фазой орбитального периода позволяют хорошо описать основные особенности кривых блеска. Также в рамках этой модели удается хорошо описать наблюдаемые кривые блеска A 0620–00 и в активной стадии (подробности см. в работе Cherepashchuk et al. (2019a)). Из анализа кривых блеска в оптическом и ИК-диапазонах удалось восстановить вклад незвездной компоненты в полную светимость как функцию длины волны. Незвездная компонента в среднем вносит в полный поток системы около 30% в пассивной стадии системы и примерно 50% — в активной. Спектр незвездной компоненты (в основном это адвекционно-доминированный

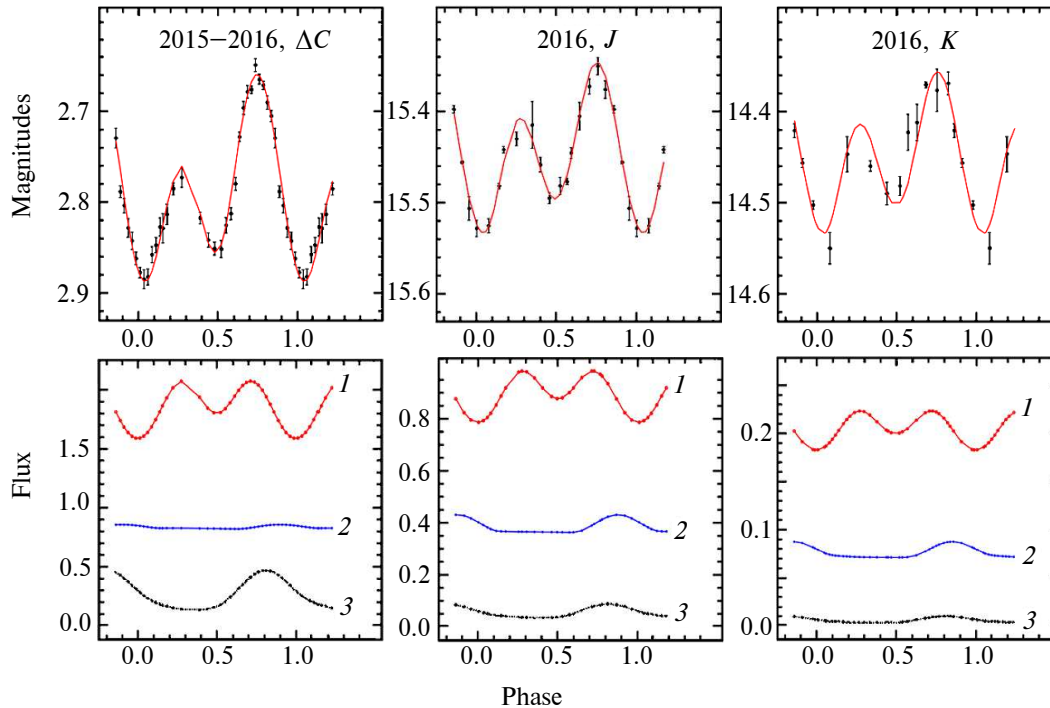
диск) в диапазоне длин волн 6400–22 000 Å описывается степенным законом  $F_\lambda \sim \lambda^{-2.13 \pm 0.1}$  в пассивной стадии и  $F_\lambda \sim \lambda^{-1.85 \pm 0.1}$  — в активной.

Наблюдаемые и оптимальные теоретические кривые блеска A 0620–00 в пассивной и активной стадиях представлены на рис. 10. Видно, что амплитуда фликеринга в активной стадии значительно больше, чем в пассивной.

На рис. 11 приведены отклонения индивидуальных точек на кривых блеска A 0620–00 (пассивная и активная стадии) от оптимальных теоретических кривых, выраженные в звездных величинах. Эти отклонения наглядно демонстрируют зависимость амплитуды фликеринга от стадии активности системы и длины волны. Видно, что в активной стадии амплитуда фликеринга увеличивается более чем в два раза. Кроме того, в пассивной стадии заметна немонотонная зависимость амплитуды фликеринга от длины волны: она минимальна в фильтре  $J$  и возрастает как в оптическом диапазоне, так и в фильтре  $K$ . Данные результаты свидетельствуют о том, что в спокойном состоянии, когда рентгеновская светимость очень мала, в системе A 0620–00 происходят нестационарные процессы, связанные



**Рис. 8.** Система A 0620–00 в орбитальной фазе  $\varphi = 0.75$ : компьютерная модель с горячей линией. Панель (a) — пассивная стадия (наблюдения 2015–2016 гг. в интегральном свете, оптический диапазон), панель (b) — активная стадия (данные ИК-наблюдений в полосе фильтра  $K$  в 2017 г.). Обозначения: hs — горячее пятно; d — внутренняя часть диска e — край диска; s — оптическая звезда; cl and hl — холодная и нагретая часть линии соответственно. Рисунок 7 из статьи Cherepashchuk et al. (2019a).



**Рис. 9.** Модель с горячей линией, пассивная стадия. Обозначения те же, что на рис. 7. Здесь 3 обозначает горячую линию. Рисунок 5 из статьи Cherepashchuk et al. (2019a).

с физическими особенностями незвездной компоненты.

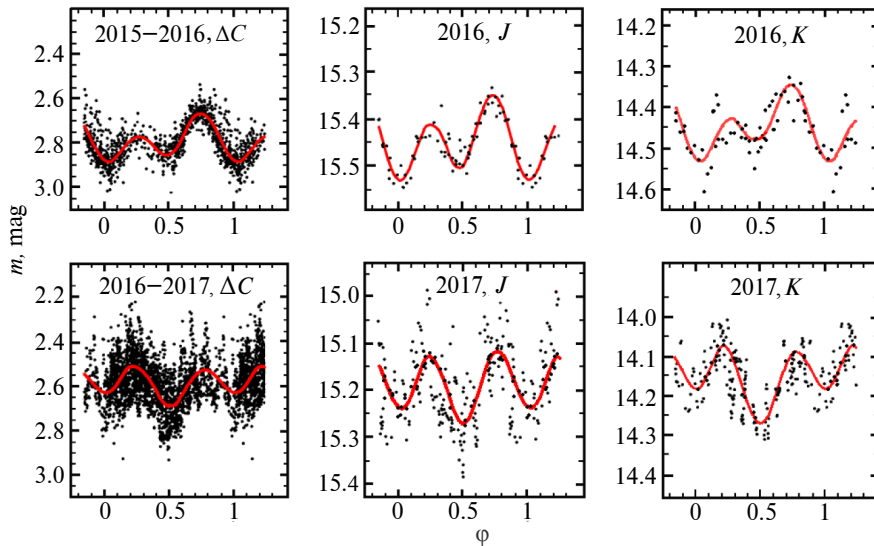
### 3. ИССЛЕДОВАНИЯ МАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Масса звезды-донора в массивных рентгеновских двойных системах лежит в пределах от нескольких масс Солнца до нескольких десятков масс Солнца. Главной движущей силой эволюции массивных рентгеновских двойных систем является ядерная эволюция массивной звезды: из-за нарастания неоднородности химического состава в недрах звезды ее радиус возрастает со временем, и, если начальное расстояние между компонентами системы не очень велико, звезда заполняет свою

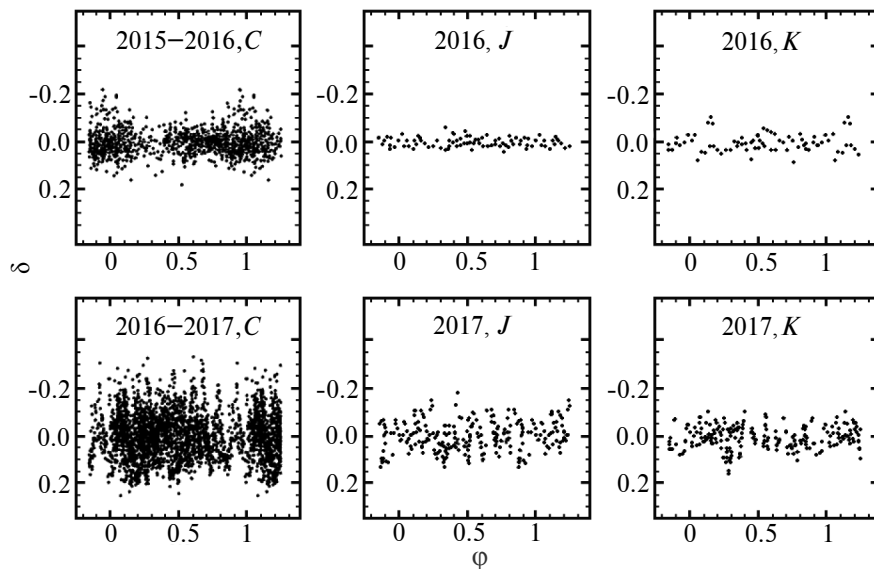
полость Роша со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Первичный обмен масс в массивных ТДС — предшественниках рентгеновских двойных, обычно происходит без формирования общей оболочки из-за малого различия в массах компонент.

Если во время первичного обмена масс изначально менее массивная звезда системы накопила угловой момент и много истекающего с более массивной звезды вещества, то после взрыва первоначально более массивной звезды как сверхновой формируется релятивистский объект: транзитная рентгеновская двойная система с оптическим спутником — быстро вращающейся В[e]-звездой. В этом случае, даже если звезда-донор



**Рис. 10.** Наблюдаемые (точки) и оптимальные теоретические кривые блеска A 0620–00 в пассивной (вверху) и активной (внизу) стадиях. Рисунок 9 из статьи Cherepashchuk et al. (2019a).



**Рис. 11.** Отклонения (в звездных величинах) индивидуальных точек наблюдаемых кривых блеска в оптическом (C) и ИК-диапазонах от оптимальных теоретических кривых для пассивной (вверху) и активной (внизу) стадий. Рисунок 10 из статьи Cherepashchuk et al. (2019a).

не заполняет свою полость Роша, аккреция вещества экваториальной оболочки В[e]-звезды на релятивистский объект приводит к формированию транзиентного рентгеновского источника. Мощные ( $L_x \simeq 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ ) рентгеновские вспышки возникают при прохождении релятивистского объекта через периастр эллиптической орбиты, когда он погружается в наиболее плотные слои экваториальной оболочки В[e]-звезды. В спокойном состоянии рентгеновская светимость таких систем относительно мала ( $L_x \leq 10^{33}$  эрг  $s^{-1}$ ).

Если же аккреционный диск вокруг релятивист-

ского объекта возникает при перетекании вещества звезды-донора через внутреннюю критическую точку Лагранжа L1, при которой звезда близка к заполнению своей полости Роша, то образуется квазистационарная массивная рентгеновская двойная система (типа Cyg X-1) со средней рентгеновской светимостью  $L_x \simeq 10^{36} - 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$ .

Массивные рентгеновские двойные системы являются эволюционными предшественниками двойных черных дыр, двойных нейтронных звезд и тесных пар «черная дыра + нейтронная звезда» (Tutukov and Yungelson, 1973b; van den Heuvel,

1976). Слияние этих релятивистских объектов приводит к формированию всплесков гравитационных волн, регистрируемых современными лазерными гравитационно-волновыми обсерваториями типа LIGO, Virgo и др. (Abbott et al., 2016). Поэтому исследования массивных рентгеновских двойных систем на разных стадиях эволюции представляются весьма перспективными.

### 3.1. Микроквazar SS 433

Для исследования SS 433 Cherepashchuk et al. (2018, 2021, 2022) провели оптический мониторинг этого микроквзара с использованием 2.5-м и 60-см телескопов КГО ГАИШ МГУ, а также телескопов с апертурами 1.25-м и 60-см Крымской станции ГАИШ. Наблюдения проводились на двухканальном спектрографе TDS 2.5-метрового телескопа КГО (диапазон длин волн 3600–7500 Å, спектральное разрешение 1500–2500) и А-спектрографе 1.25-м телескопа ЗТЭ КАС (перестраиваемый спектральный диапазон, разрешение  $R \approx 1000$ ), сконструированном В. Ф. Есиповым в 1970-х годах. Описание спектрографа TDS и процедуры обработки данных приведены в работе Potapin et al. (2020). Большинство фотометрических наблюдений получено на телескопе RC600, описание которого дано в работе Berdnikov et al. (2020). Аппаратура и методика обработки фотометрических BVRI-наблюдений на 60-см телескопах КГО и КАС и UVBRI-наблюдений на 2.5-м телескопе описана в работе Cherepashchuk et al. (2022).

Объект SS 433 был открыт в 1979 г. (Margon, 1984) и подробно исследовался как в оптическом, так и в рентгеновском, радио и ИК-диапазонах (см. обзоры: Fabrika, 2004 и Cherepashchuk et al., 2020).

Объект представляет собой массивную затменную рентгеновскую двойную систему — микроквazar на продвинутой стадии эволюции (Cherepashchuk, 1981; Margon, 1984; Cherepashchuk et al., 2020). Оптическая звезда переполняет свою полость Роша и истекает через точки Лагранжа L1 и L2. Вокруг релятивистского объекта (вероятной черной дыры) сформировался сверхкритический аккреционный диск с релятивистскими ( $v \simeq 0.26c$ ) джетами. Плоскость диска наклонена к плоскости орбиты под углом около  $\theta \approx 20^\circ$ . По-видимому, это является следствием асимметричного взрыва сверхновой (Roberts, 1974; Cherepashchuk, 1981), который повернул плоскость орбиты двойной системы относительно оси вращения оптической звезды. Ось вращения звезды под действием притяжения релятивистского объекта прецессирует с периодом  $P_{\text{prec}} = 162^{\text{d}}.3$ , что приводит к формированию наклоненного к

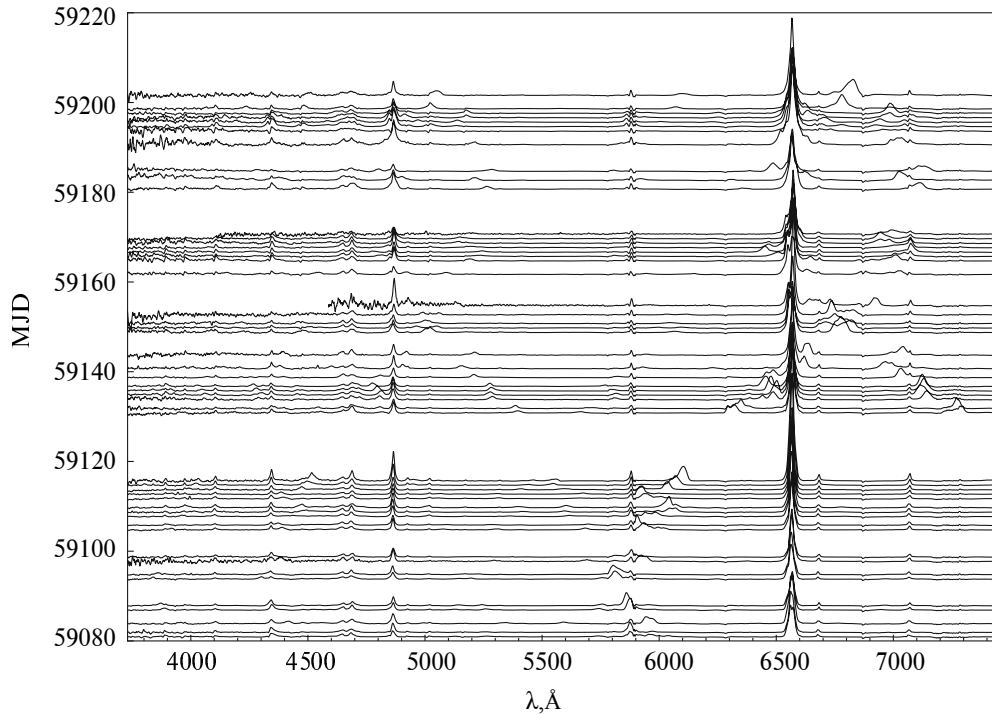
плоскости орбиты диска, который отслеживает прецессию оптической звезды. Орбитальный затменный период SS 433 составляет  $P_{\text{orb}} \simeq 13^{\text{d}}.083$ , а нутационный период аккреционного диска равен  $P_{\text{nut}} \simeq 6^{\text{d}}.29$ . Подробное описание основных характеристик системы SS 433 дано в обзоре Fabrika (2004).

На рис. 12 приведены примеры спектров SS 433, полученных на 2.5-м телескопе КГО в различные эпохи. Видны подвижные эмиссии, которые перемещаются по спектру SS 433 с прецессионным периодом  $P_{\text{prec}} = 162^{\text{d}}.3$ .

Наши многолетние наблюдения SS 433 (Cherepashchuk et al., 2018) с использованием всех опубликованных данных показали, что параметры кинематической модели SS 433 ( $P_{\text{prec}}$ ,  $P_{\text{orb}}$ ,  $P_{\text{nut}}$ ,  $\theta$  — угол наклона плоскости аккреционного диска к плоскости орбиты,  $i$  — наклонение орбиты,  $\beta = v/c$ , где  $v$  — скорость вещества в релятивистских джетах) в среднем стабильны на протяжении почти 40 лет, что является аргументом в пользу модели «плавающего» аккреционного диска, отслеживающего прецессию оси вращения оптической звезды.

К уникальным особенностям SS 433 можно отнести отсутствие в этой системе, находящейся на эволюционной стадии вторичного обмена масс, общей оболочки, не образовавшейся, вопреки теоретическим предсказаниям Tutukov and Yungelson (1973b), — система эволюционирует как полуразделенная со сверхкритическим аккреционным диском, испускающим мощный ветер ( $v \simeq 2000 \text{ км с}^{-1}$ , темп потери массы около  $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ).

Эта странная, на первый взгляд, особенность SS 433 в последнее время получила разумное объяснение. Эволюционные расчеты van den Heuvel et al., 2017 показали, что когда в рентгеновской двойной с массивной оптической звездой отношение масс  $q = M_x/M_v > 0.29$ , то общая оболочка не образуется и система эволюционирует как полуразделенная в стабильном режиме переполнения полости Роша оптической звездой. В системе формируется сверхкритический аккреционный диск вокруг релятивистского объекта. Потеря массы и углового момента системы происходит за счет истечения мощного дискового ветра, а не вследствие динамического трения компонент ТДС в общей оболочке. Этот режим потери системой массы и углового момента van den Heuvel et al. (2017) называют режимом изотропного переизлучения или SS 433-подобным режимом. Если же отношение масс  $q \lesssim 0.29$ , то, согласно van den Heuvel et al. (2017), при вторичном обмене масс система неизбежно проходит стадию общей оболочки. Исследования эволюции SS 433 при помощи «Машины сценариев» проведены в работе Bogomazov (2014).



**Рис. 12.** Серия спектров SS 433, полученная в наблюдениях с ТДС КГО ГАИШ в период с 19 августа по 18 декабря 2020 г. Видны стационарные и подвижные эмиссионные линии. Рисунок 1 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).

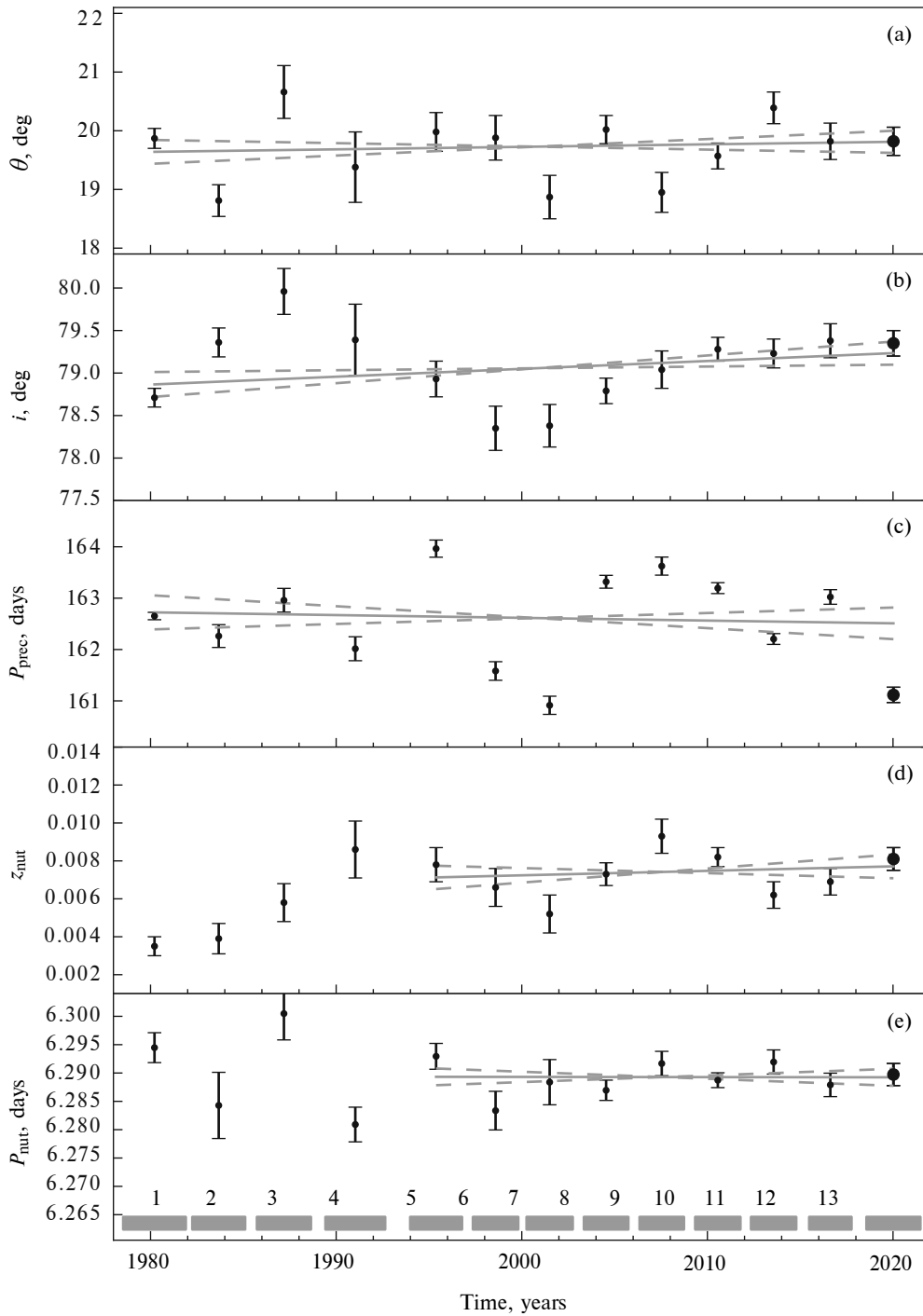
В работах Pavlovskii and Ivanova (2015), Linial and Sari (2017) и Pavlovskii et al. (2017) обоснована стабильность переноса масс через внутреннюю точку Лагранжа L1 в случае массивных оболочками в рентгеновских двойных системах с относительно большой массой релятивистского объекта  $M_x > 0.29M_v$ . Из-за конечной «пропускной способности» окрестностей точки L1, рассматриваемых как сопло Лавалля, общая оболочка не образуется и оптическая звезда может длительное время переполнять свою полость Роша и истекать через точки L1 и L2.

Поскольку эволюция массивных рентгеновских двойных систем сильно зависит от отношения масс компонент, для выяснения природы SS 433 необходимо получить надежные наблюдательные оценки величины отношения масс  $q$ . Кроме того, так как система SS 433 находится на критической стадии завершения вторичного обмена масс, важно проверить стабильность параметров кинематической модели этой системы.

Наши спектральные наблюдения SS 433 проводились в течение 28 лет начиная с 1995 года. С привлечением всех опубликованных данных (соответствующие ссылки см. в работах Davydov et al. (2008) и Cherepashchuk et al. (2018, 2022)), нами была исследована стабильность параметров кинематической модели SS 433 на интервале времени 40 лет. Параметры кинематической модели

SS 433, средние за интервал времени 3 года, для разных эпох приведены на рис. 13. Видно, что все параметры в среднем стабильны на протяжении 40 лет. Имеются отдельные отклонения от среднего значения, которые для параметров  $\theta$ ,  $i$ ,  $z_{\text{nut}}$  и  $P_{\text{nut}}$  не превышают  $2.5\sigma$ . В случае прецессионного периода  $P_{\text{prec}}$  есть значимые отклонения от среднего значения, но векового изменения  $P_{\text{prec}}$  не наблюдается. Хаотичные изменения  $P_{\text{prec}}$ , вероятно, вызваны сбоями в фазе прецессионного цикла, которые формально приводят к локальному увеличению и уменьшению  $P_{\text{prec}}$ . Эти сбои по фазе видны на рис. 14, где для нескольких интервалов времени приведено сравнение наблюдаемых кривых лучевых скоростей со средней кинематической моделью, построенной по данным за весь интервал 1978–2021 г. Стабильность в среднем величины  $P_{\text{prec}} = 162^{\text{d}}.3$  свидетельствует в пользу модели сверхкритического аккреционного диска как «плавающего» диска, отслеживающего прецессию оси вращения оптической звезды. Поскольку диск и джеты опосредованно отслеживают прецессию оси вращения звезды, то наблюдаются сбои в фазе периода прецессии, которые продемонстрированы на рис. 14.

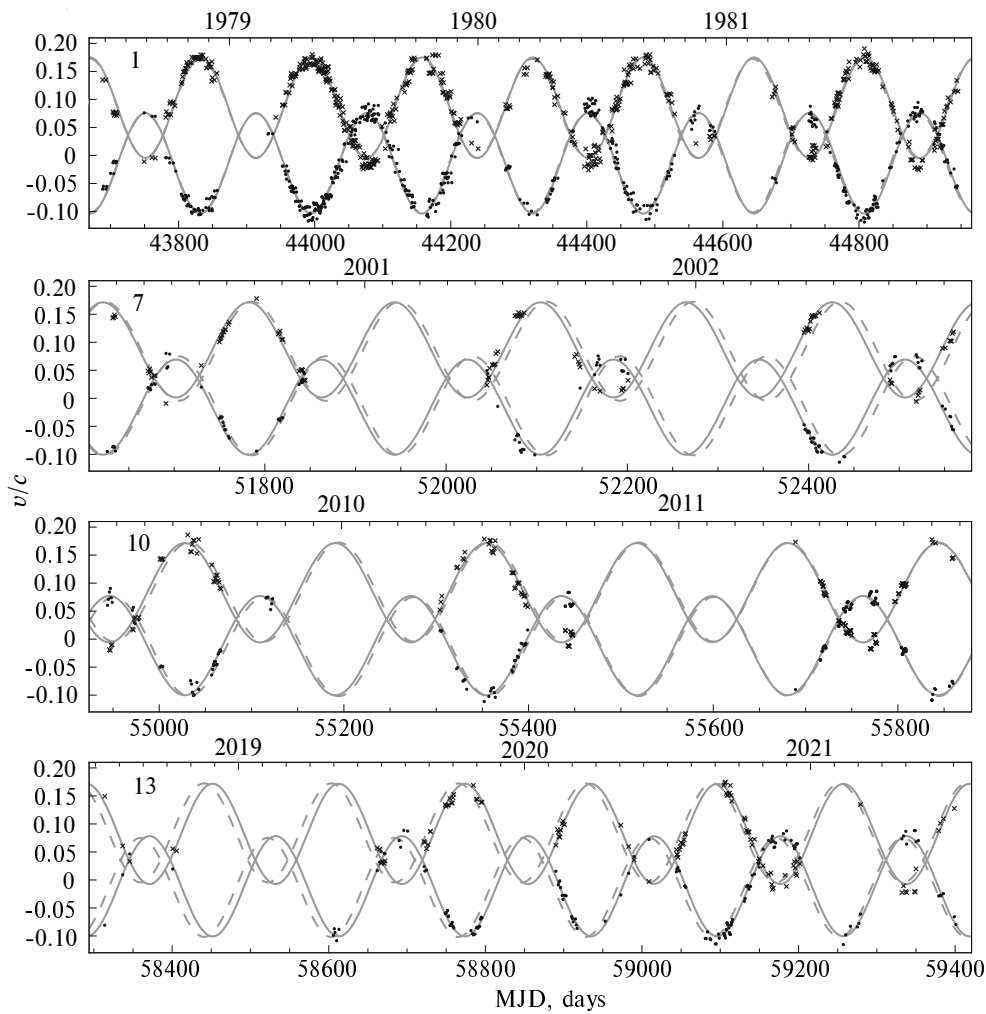
Скорость вещества в джетах  $v = 0.26c$  также в среднем стабильна на протяжении 40 лет, однако наблюдаются квазипериодические отклонения величины  $v$  от среднего значения с орби-



**Рис. 13.** Параметры кинематической модели SS 433 как функция времени. Показаны 13 интервалов усреднения данных для разных эпох. Здесь  $\theta$  — угол наклона плоскости аккреционного диска к плоскости орбиты (a),  $i$  — наклонение орбиты (b),  $P_{\text{prec}}$  — период прецессии диска и релятивистских джетов (c),  $z_{\text{nut}}$  — амплитуда нутационной периодичности (d),  $P_{\text{nut}}$  — период нутации аккреционного диска (e), определяемый выражением  $P_{\text{orb}}^{-1} = 2(P_{\text{nut}}^{-1} - P_{\text{prec}}^{-1})$ . Рисунок 2 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).

тальным периодом (см. рис. 15). Амплитуда этих отклонений  $\Delta\beta = \Delta(v/c) \simeq 0.02$ , что соответствует  $\Delta v = 6000 \text{ км с}^{-1}$ . Как отмечалось в работах Blundell et al. (2007), Davydov et al. (2008) и

Cherepashchuk et al. (2018), модуляция величин  $v$  с орбитальным периодом может быть связана с эллиптичностью орбиты SS 433. В этом случае расстояние между компонентами меняется с фазой

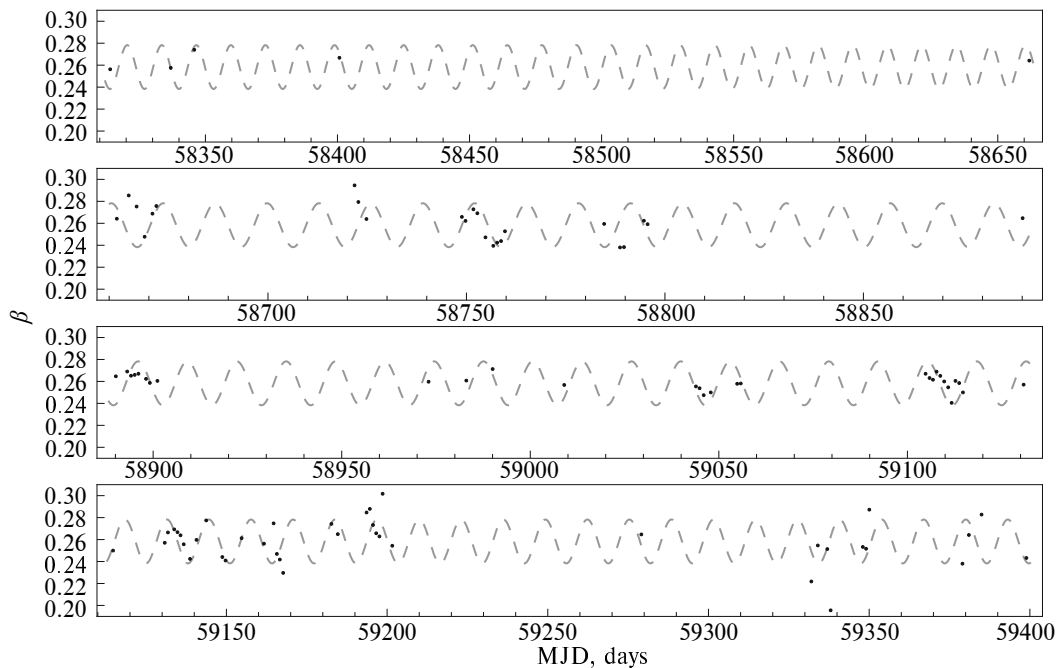


**Рис. 14.** Наблюдаемые лучевые скорости подвижных эмиссий  $v/c$  для отдельных трехлетних интервалов. Точки соответствуют  $H\beta$ , крестики —  $H\alpha$ . Сплошной линией показана кинематическая модель, построенная по данным каждого интервала в отдельности. Штриховая линия соответствует кинематической модели по всем имеющимся данным. Видно, что индивидуальные кривые то совпадают со средней кривой, то или отстают от нее, или опережают (наблюдаются сбои в фазе прецессионной переменности). Рисунок 3 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).

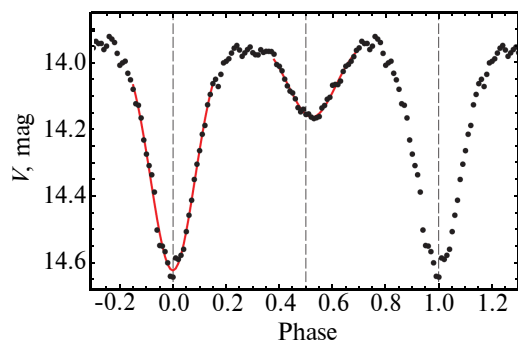
орбитального периода, что приводит к изменению темпа поступления вещества звезды-донора в аккреционный диск и может повлиять на скорость вещества в джетах.

Эллиптичность орбиты SS 433 подтвердилась фотометрическими наблюдениями. Используя наши и архивные фотометрические данные вблизи моментов максимального раскрытия аккреционного диска по отношению к наблюдателю, когда орбитальная кривая блеска наиболее стабильна, мы обнаружили наличие ненулевого эксцентриситета орбиты по смещению вторичного минимума относительно середины между главными минимумами (Cherepashchuk et al., 2021) — см. рис. 16. Этот результат является сильным аргументом в поддержку модели «плавающего» аккреционного диска в системе SS 433. Ранее считалось, что в пределах ошибок наблюдений вторичный минимум

орбитальных кривых блеска SS 433 расположен посередине между главными минимумами. Это заставляло предполагать, что орбита SS 433 круговая. Однако в таком случае, согласно теории приливной синхронизации в ТДС (Zahn, 1977), ось вращения оптической звезды должна быть перпендикулярна плоскости орбиты системы и аккреционный диск должен лежать в плоскости орбиты. Также согласно теории, синхронизация осевого и орбитального вращения компонент в ТДС должна происходить раньше, чем скругление орбиты (см. Zahn, 1977). Открытие эллиптичности орбиты SS 433 снимает это противоречие и свидетельствует в пользу модели «плавающего» аккреционного диска, отслеживающего прецессию оси вращения оптической звезды. Впервые модель «плавающего» диска для системы SS 433 рассмотрели van den Heuvel et al. (1980).



**Рис. 15.** Зависимость  $\beta = v/c$  от времени в течение трех последних лет. Штриховой кривой показана синусоида с орбитальным периодом. Рисунок 7 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).



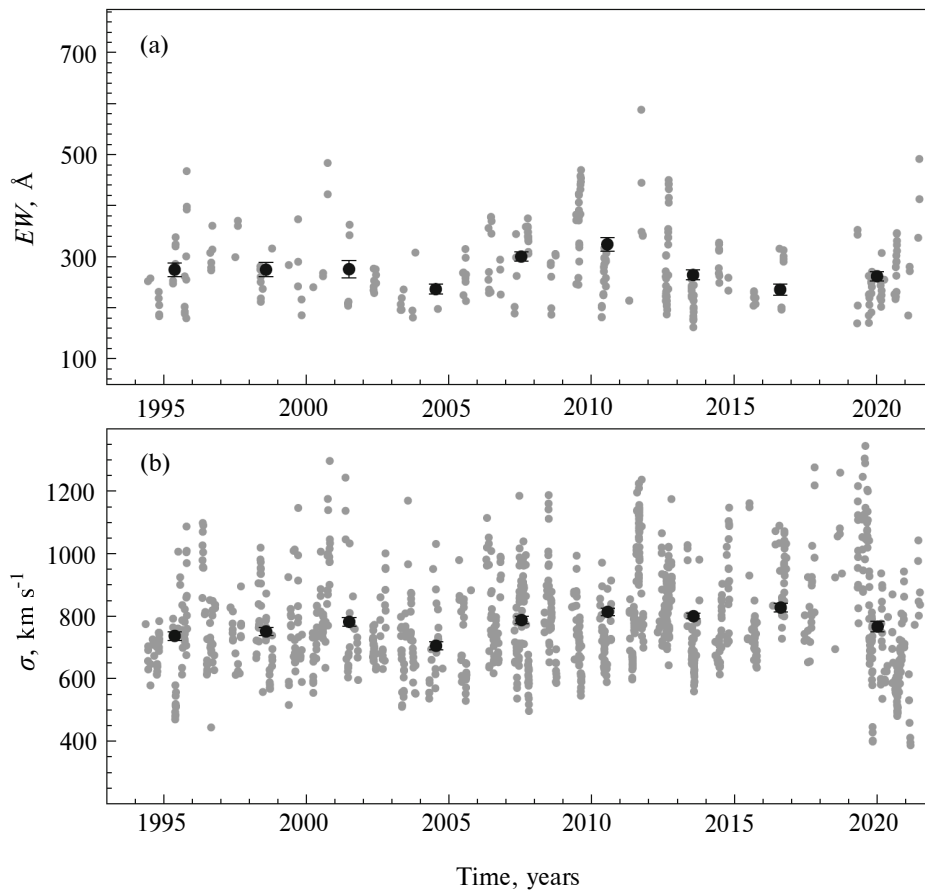
**Рис. 16.** Орбитальная кривая блеска по наблюдениям вблизи моментов максимального раскрытия аккреционного диска  $T_3 \pm 0.2P_{\text{prec}}$ . Видно смещение вторичного минимума относительно середины между двумя главными, свидетельствующее об эллиптичности орбиты SS 433 с эксцентриситетом  $e = 0.05 \pm 0.01$ . Рисунок 1 из статьи Cherepashchuk et al. (2021).

В модели «плавающего» диска прецессия звезды-донора вызывает переменность направления джета, однако отслеживание им оси вращения звезды не является мгновенным: вещество с новым угловым моментом сначала должно распространиться за вязкостное время до внутренних частей диска, где формируется джет. Вариации этого времени могут объяснить наблюдаемые сбои в фазе прецессионного периода у подвижных эмиссий. При этом, как следует из наших данных, среднее вязкостное время в аккреционном диске не может быть меньше 11 дней.

Мы проанализировали зависимость от времени (на протяжении 28 лет наших наблюдений) параметров стационарной эмиссии  $\text{H}\alpha$ . На рис. 17 показана зависимость от времени эквивалентной ширины  $EW$  и доплеровской ширины  $\sigma$  стационарной эмиссии  $\text{H}\alpha$ . Здесь данные для  $EW$  приведены только для моментов, близких к максимальному раскрытию аккреционного диска  $T_3 \pm 0.2P_{\text{prec}}$  и вне затмений. Поэтому величины  $EW$  пропорциональны потокам в эмиссии  $\text{H}\alpha$ . Видно, что значимых вековых изменений в величинах  $EW$  и  $\sigma$  за 28 лет не наблюдается. На короткой шкале времени эквивалентная ширина  $\text{H}\alpha$  и ее доплеровская ширина испытывают заметные изменения, в которых присутствуют регулярные составляющие (см. рис. 18). Эквивалентная ширина  $EW$  линии в среднем регулярно меняется с  $P_{\text{prec}}$ , показывая максимум в моменты, близкие к максимальному раскрытию диска (с фазовым запаздыванием на  $0.15P_{\text{prec}}$  относительно момента  $T_3$ ), и минимум вблизи фаз, когда диск виден с ребра. Различие составляет около двух раз. Частично этот эффект можно объяснить изменением проекции аккреционного диска на картинную плоскость при его прецессионном движении. Однако, ввиду того что область формирования стационарной эмиссии  $\text{H}\alpha$  имеет большие размеры, не исключается и возможность изменения темпа истечения прецессирующей оптической звезды через точку Лагранжа  $L_1$  с фазой прецессии.

Новым результатом является то, что в регуляр-





**Рис. 17.** Изменения эквивалентной ширины  $EW$  (a) и доплеровской ширины  $\sigma$  стационарной эмиссии  $H\alpha$  (b) со временем. Данные для  $EW$  приведены только для моментов  $T_3 \pm 0.2P_{\text{прес}}$  и вне затмений (величины  $EW$  в данном случае пропорциональны потокам в эмиссии  $H\alpha$ ). Черные кружки — средние значения в выбранных интервалах с их ошибками. Рисунок 8 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).

ной прецессионной переменности доплеровской ширины эмиссии  $H\alpha$  наблюдается уменьшение (а не увеличение) ширины эмиссии  $H\alpha$  в фазах, близких к максимальному раскрытию аккреционного диска (см. рис. 18). Этот результат свидетельствует о том, что стационарная эмиссия  $H\alpha$  формируется в ветре и в газовых потоках с очень сложным распределением скоростей. Физическая интерпретация этого результата — отдельная проблема.

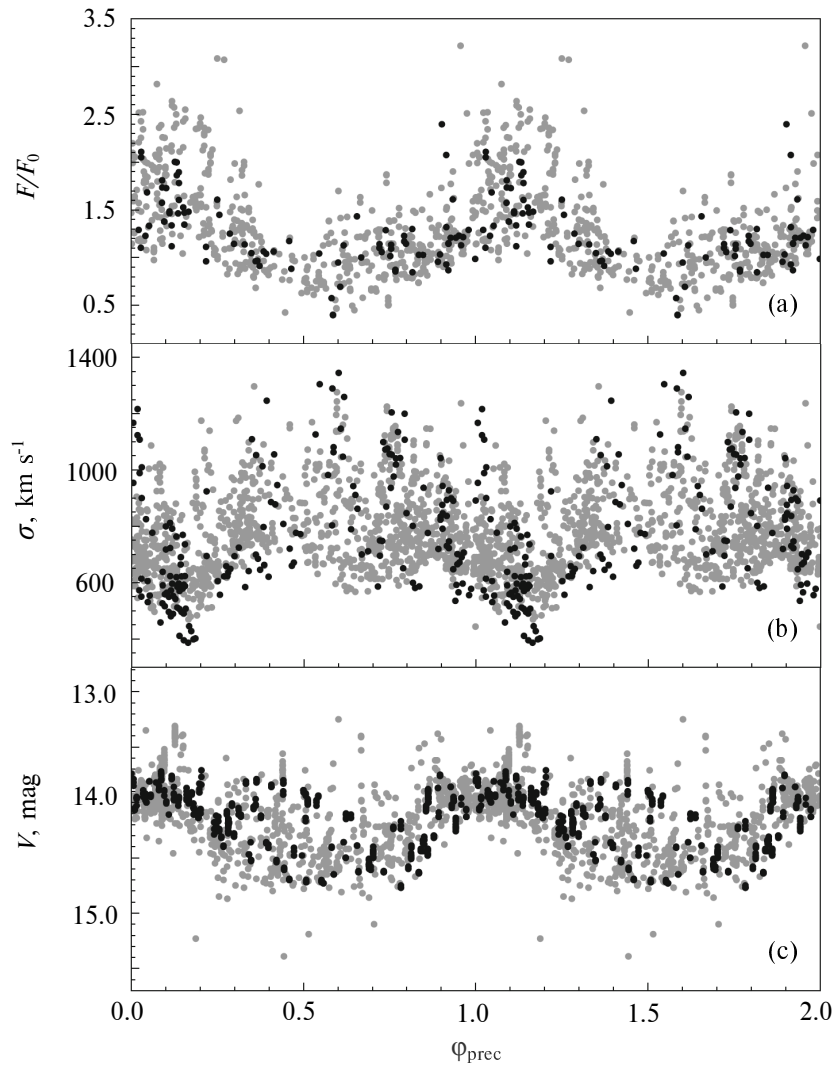
Внезатменный блеск системы SS 433 регулярно меняется с фазой прецессионного периода, достигая максимума в моменты, близкие моменту ко времени максимального раскрытия диска. Однако имеются значительные возмущения регулярной прецессионной переменности для разных прецессионных циклов (см. рис. 18).

На рис. 19 приведены результаты фотометрического мониторинга SS 433 в КГО в фильтре  $V$ . Видно, что средний блеск системы в течение трех лет постоянен, никаких вековых изменений не наблюдается. Хорошо заметны орбитальная и прецессионная переменности объекта, амплитуда

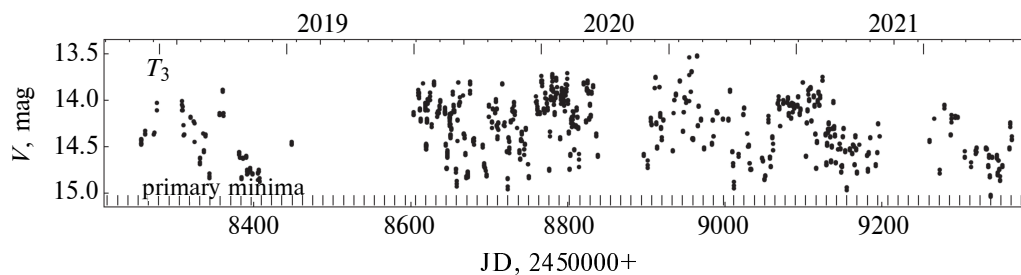
которых в среднем также постоянна на протяжении трех лет.

По всем опубликованным фотометрическим данным, включая наши наблюдения, выполненные в КГО ГАИШ и в КАС, было открыто вековое увеличение орбитального периода SS 433 (Cherepashchuk et al., 2021; 2022, см. рис. 20). Использовались наблюдения в фазах максимального раскрытия аккреционного диска, когда орбитальная затменная кривая блеска наиболее регулярна. Новые наблюдения 2021–2022 годов подтвердили этот результат. Темп векового эволюционного увеличения орбитального периода SS 433 равен  $\dot{P}_b = (1.14 \pm 0.25) \times 10^{-7} \text{ с с}^{-1}$ .

Анализ векового увеличения орбитального периода SS 433 позволил дать надежную динамическую оценку отношения масс компонент SS 433  $q \geq 0.8$  (Cherepashchuk et al., 2021), которая не зависит как от спектроскопических данных, так и от длительности рентгеновского затмения. Поскольку масса оптической звезды известна из анализа видимой звездной величины SS 433, расстояния до



**Рис. 18.** Изменения с фазой прецессионного периода внезатменного потока в эмиссии  $H\alpha$  (a), доплеровской ширины этой эмиссии (b) и внезатменного блеска системы SS 433 (c). Серыми точками показаны литературные данные, черными — полученные авторами в 2018–2021 гг. Рисунок 9 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).

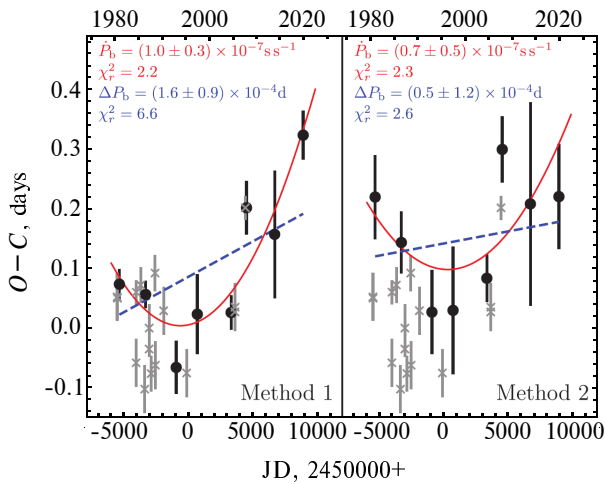


**Рис. 19.** Результаты фотометрического мониторинга SS 433 в КГО в фильтре  $V$ . Черточками в верхней части рисунка помечены моменты  $T_3$  максимального отстояния подвижных эмиссий. На нижней части рисунка указаны моменты главного минимума орбитальной кривой блеска. Рисунок 11 из статьи Cherepashchuk et al. (2022).

этого объекта и величины межзвездного поглощения,  $M_V \simeq 10M_\odot$  (Goranskij, 2011, см. также Cherepashchuk et al., 1982), оценка массы черной дыры в системе SS 433 следующая:  $M_x > 8M_\odot$ , что

типично для черных дыр в рентгеновских двойных системах.

Следует подчеркнуть, что, согласно Cherepashchuk et al. (2021), гипотеза о наличии в системе SS 433 нейтронной звезды уверенно от-



**Рис. 20.** Величины остаточных отклонений  $O - C$  для SS 433 относительно эфемерид с постоянным периодом  $P_{orb} = 13^d.08223$ , вычисленные двумя различными методами: методом Герцшпрунга (а) и методом, в котором главный затменный минимум аппроксимируется гауссианой (б). Серые крестики отображают значения  $O - C$  по данным в моментах минимумов, опубликованных в литературе. Красная кривая — параболическая аппроксимация величин  $O - C$ , синяя штриховая прямая соответствует линейной аппроксимации. Вверху рисунков приведены значения темпа увеличения орбитального периода  $\dot{P}_b$ , а также величины поправок  $\Delta P_b$  к постоянному орбитальному периоду. Здесь же даны соответствующие минимальные значения приведенного  $\chi^2$ . Рисунок 2 из статьи Cherepashchuk et al. (2021).

вергается, поскольку в этом случае орбитальный период SS 433 должен был бы не возрастать, а уменьшаться со временем, что противоречит наблюдениям.

Большое отношение масс  $q > 0.8$  и факт векового увеличения орбитального периода SS 433 позволяют понять, почему система SS 433 эволюционирует как полуразделенная, а не в общей оболочке. При увеличении орбитального периода расстояние между компонентами SS 433 увеличивается, что препятствует образованию общей оболочки.

#### 4. МИКРОКВАЗАР Cyg X-3

Рентгеновская двойная система микроквazar Cyg X-3 (WN 4–8+c,  $P \simeq 4^d.8$ ) — одна из немногих известных пекулярных рентгеновских двойных систем, в которых завершился вторичный обмен масс. Исследование эволюции Cyg X-3 при помощи «Машины сценариев» провел Bogotazov (2014). Истекающая оптическая звезда потеряла свою водородную оболочку и превратилась в звезду WR — массивный гелиевый остаток, испускающий мощный звездный ветер (Cherepashchuk

et al., 1996). Помимо системы Cyg X-3 к настоящему времени известно еще несколько систем такого типа: IC 10 X-1 (WNE+c,  $P \simeq 1^d.5$ , Carpano et al. (2019)), NGC 300 X-1 (WN 5+c,  $P \simeq 1^d.3$ , Steiner et al. (2016)), CG X-1 (Qiu et al., 2019), CXOU J123030.3+413853 (Esposito et al., 2013). Хотя система Cyg X-3 была открыта в 1967 году (Giacconi et al., 1967), длительное время природа звезды-донора была неизвестна из-за огромного межзвездного поглощения, что делало невозможным изучение этой системы в оптическом диапазоне.

Объект Cyg X-3 детально исследовался в разных диапазонах — от радио до гамма. Орбитальная рентгеновская переменность была открыта в наблюдениях на спутнике UHURU (Parsignault et al., 1972). Сразу после этого от области, содержащей Cyg X-3, было обнаружено сильное переменное радиоизлучение (Braes and Miley, 1972). Орбитальная переменность Cyg X-3 в ИК-диапазоне (2.2 мкм) была найдена Becklin et al. (1973; 1974), которые окончательно отождествили радиоисточник с объектом Cyg X-3. Релятивистские джеты от Cyg X-3 были обнаружены и исследованы в радиодиапазоне (см., например, Molnar et al., 1988; Schalinski et al., 1995). Группой Fermi LAT Collaboration (Abdo et al., 2009) была зарегистрирована орбитальная переменность Cyg X-3 в гамма-диапазоне и найдена корреляция потока в гамма-диапазоне с радиопотоком от релятивистских джетов.

Звезда-донор в системе Cyg X-3 была идентифицирована как звезда WR по спектральным наблюдениям в ИК-диапазоне (van Kerkwijk, 1993; van Kerkwijk et al., 1996). Поскольку рентгеновская светимость компактного объекта  $L_x \simeq 5 \times 10^{38}$  эрг с<sup>-1</sup> (Vilhu et al. 2009), то часть ветра звезды WR, обращенная к рентгеновскому источнику, должна быть сильно ионизована. Это объясняет переменность спектра звезды WR в системе Cyg X-3 с орбитальной фазой (van Kerkwijk et al., 1996): WN 3–7.

Согласно Zdziarski et al. (2012), причиной рентгеновского минимума Cyg X-3 является переменное поглощение рентгеновского излучения компактного объекта в сферически-симметричном ветре звезды WR. В ИК-области минимум был объяснен переменным свободно-свободным излучением двухкомпонентного ветра WR (van Kerkwijk, 1993; van Kerkwijk et al., 1996) — горячей части ветра, освещаемой рентгеновским источником, и холодной его части, экранируемой от рентгеновского излучения телом звезды WR.

Schmutz et al. (1996) по доплеровским смещениям линий излучения в спектре Cyg X-3 оценили массу релятивистского объекта  $M_x = 7-40 M_\odot$ .

Однако соответствующий переход кривой лучевых скоростей через  $\gamma$ -скорость не совпадает с минимумом кривых блеска в рентгеновском и инфракрасном диапазонах, что ставит под сомнение эту оценку. Hanson et al. (2000) в спектре Cyg X-3 обнаружили абсорбционную деталь. Кривая лучевых скоростей, построенная по этой детали, по видимому, отражает орбитальное движение звезды WR, поскольку переход через  $\gamma$ -скорость в данном случае соответствует минимуму рентгеновской и ИК кривых блеска. Полуамплитуда кривой лучевых скоростей, построенной по абсорбционной детали, составляет  $K_v = 109 \pm 13 \text{ км с}^{-1}$ . Соответствующая функция масс звезды WN 3–7 равна

$$f_v(M) = \frac{M_x^3 \sin^3 i}{(M_x + M_{WR})^2} = 0.027 M_\odot.$$

Согласно оценкам Hanson et al. (2000), такая функция масс допускает наличие в системе Cyg X-3 как черной дыры, так и нейтронной звезды.

В работе Zdziarski et al. (2012) на базе данных Hanson et al. (2000) и с привлечением кривых лучевых скоростей релятивистского объекта, построенных по наблюдениям доплеровских смещений рентгеновской линии железа Fe XXVI,  $K_x = 418 \pm 123 \text{ км с}^{-1}$  (Vilhu et al., 2009), оценены массы компонент в системе Cyg X-3:  $M_{WR} = 10.3^{+3.9}_{-2.8} M_\odot$ ,  $M_x = 2.4^{+2.1}_{-1.1} M_\odot$ . При этом использовалась статистическая связь между темпом потери масс звездами WR и их массами. Темп потери массы звездой WR оценен по наблюдаемому вековому увеличению орбитального периода системы Cyg X-3 (Antokhin and Cherepashchuk, 2019):  $\dot{P}/P = 1.02 \times 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ .

Фотометрические ИК-наблюдения Cyg X-3, ввиду слабости объекта, проводились лишь спорадически (см., например, Fender et al., 1996; Matz et al., 1996; Koch-Miramond et al., 2002).

Целью нашей работы (Antokhin et al., 2022) было проведение детальных фотометрических наблюдений в фильтрах *J*, *H*, *K* Cyg X-3 на протяжении многих орбитальных циклов, а также их анализ с привлечением опубликованных данных рентгеновских наблюдений. Ввиду того что орбитальный период Cyg X-3 очень короткий (примерно  $4^{\text{h}}8$ ), можно получить полную орбитальную кривую блеска за период в течение ночи и проследить изменения кривых блеска от ночи к ночи. Возможность использовать 2.5-м телескоп КГО ГАИШ МГУ позволила нам реализовать такую программу.

ИНК-фотометрия Cyg X-3 была выполнена в течение 14 наблюдательных ночей в 2016 и 2017 годах на 2.5-м телескопе КГО, оснащенный инфракрасной камерой — спектрографом ASTRONIRCAM (Nadjiip et al., 2017). Полное

число индивидуальных наблюдений составило 2790, 413 и 1709 в фильтрах *J*, *H*, *K* соответственно. Наблюдения были приведены к барицентру Солнечной системы.

Орбитальные фазы были вычислены с использованием эфемерид из работы Antokhin and Cherepashchuk (2019), учитывающих вековое увеличение периода Cyg X-3.

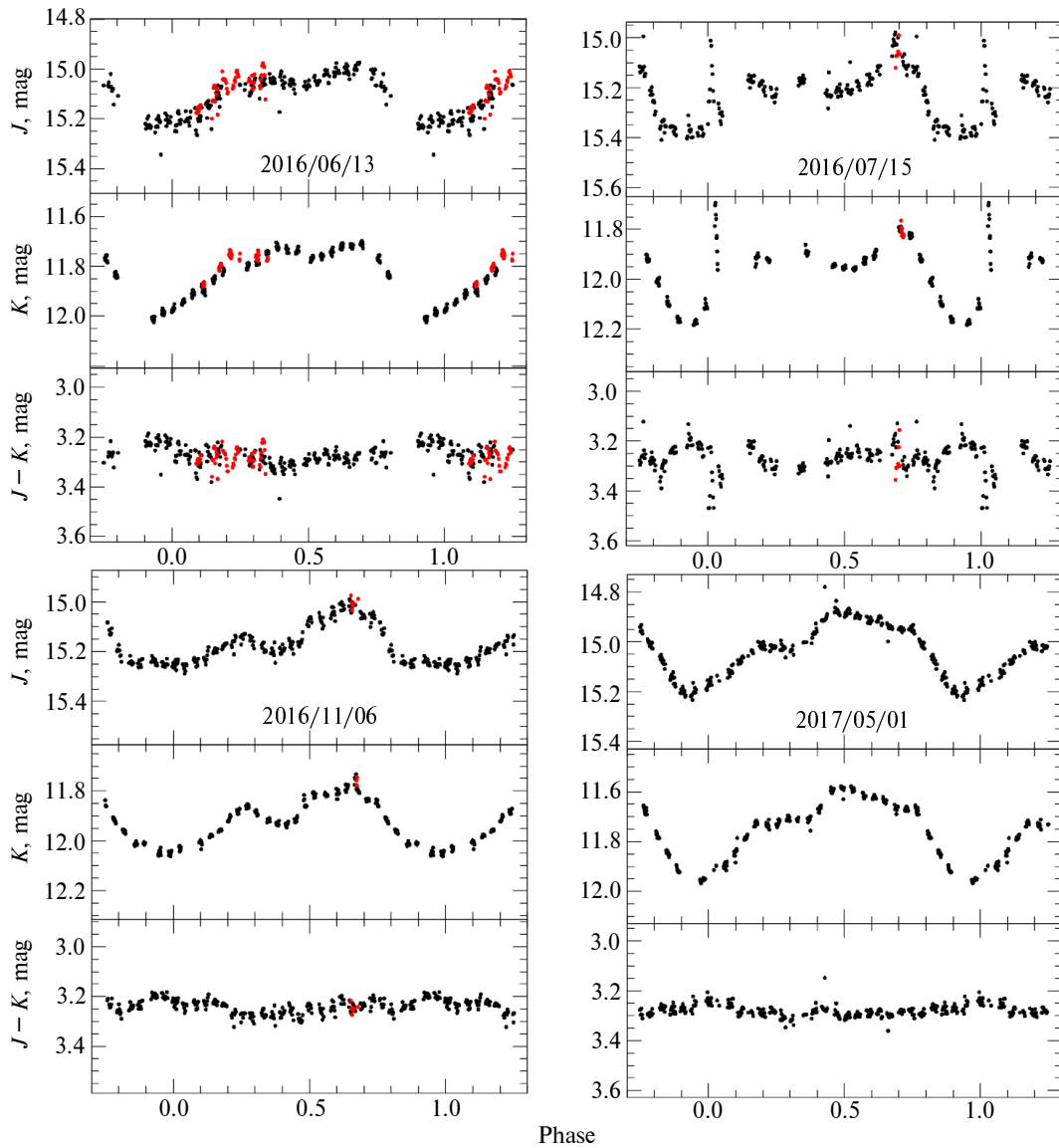
На рис. 21 приведены результаты четырех ночей наблюдений, когда удавалось зарегистрировать полный орбитальный цикл. Видна значительная переменность кривых блеска от ночи к ночи, что отражает сложные нестационарные процессы в микроквазаре Cyg X-3. Такой полный наблюдательный материал в ИК-диапазоне для системы Cyg X-3 получен впервые. Он положен в основу определения фундаментальных параметров этого микроквазара на базе модели системы, учитывающей наличие головной ударной волны, образующейся при орбитальном движении релятивистского объекта в высокоскоростном ветре звезды WR, а также наличие в ветре клочковатой области, образованной при взаимодействии релятивистских джетов с ветром WR (см. рис. 22).

Новым и неожиданным результатом наших фотометрических ИНК-наблюдений является тот факт, что для объекта Cyg X-3 виден сдвиг в синюю область в фазе орбитального периода  $\varphi = 0$ , когда релятивистский объект расположен позади звезды WR, которая повернута к наблюдателю холодной теневой частью ветра WR. Привлечение сложной модели, представленной на рис. 22, позволяет объяснить такое необычное поведение показателей цвета системы Cyg X-3 с фазой орбитального периода.

Для сравнения инфракрасных кривых блеска с рентгеновскими были привлечены архивные данные с космических аппаратов RXTE ASM и MAXI. Рентгеновские данные охватывают диапазон энергий 2–20 кэВ и были получены в периоды с 1996 по 2011 год (RXTE) и с 2009 по 2019 год (MAXI).

На рис. 23 приведены (в потоках) средние орбитальные кривые блеска Cyg X-3 в фильтрах *J* и *K*, а также кривая изменения соответствующего отношения потоков. Видно, что, как уже отмечалось выше, в фазе  $\varphi = 0$  объект становится более голубым. Средние ИК и рентгеновские орбитальные кривые блеска оказались подобными друг другу. На этом основании можно предположить, что наряду с компактным рентгеновским источником — аккрецирующим релятивистским объектом — в системе Cyg X-3 присутствует также компактный ИК-источник, связанный с рентгеновским источником.

Модель Cyg X-3 для интерпретации рентгеновских данных предполагает наличие точечного рентгеновского источника — аккрецирующего

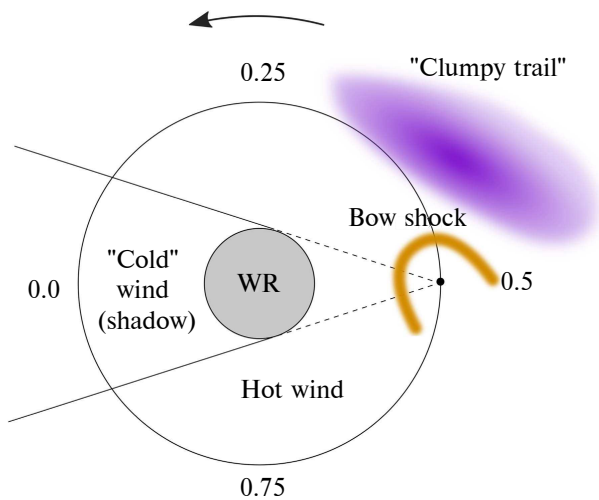


**Рис. 21.** Орбитальные кривые блеска Cyg X-3 в полосах фильтров  $J$ ,  $K$ , полученные для ночей, охватывающих полный орбитальный цикл. Приведены данные четырех из них (указаны соответствующие даты). Видны значительные изменения кривых блеска от ночи к ночи, а также смещение цвета объекта в более коротковолновую область в фазе  $\varphi = 0$ , когда релятивистский объект расположен позади звезды WR, которая повернута к наблюдателю холодной теневой областью ветра WR. Красным показаны точки, полученные позднее одного орбитального периода от начала наблюдений. Рисунок 2 из статьи Antokhin et al. (2022).

релятивистского компаньона. В процессе движения по орбите луч зрения от источника проходит через горячую часть ветра WR, через головную ударную волну в ветре и через клочковатый «хвост» (clumpy trail) — область взаимодействия релятивистского джета с ветром WR. В модели для ИК-диапазона предполагается, что существуют два источника излучения: протяженная область свободно-свободного излучения от горячей и холодной частей ветра WR и точечный ИК-источник, связанный с релятивистским компаньоном. Поток от этого источника поглощается теми же структурами, что и в рентгеновском диапазоне.

Главные источники поглощения в рентгеновском диапазоне — это комптоновское рассеяние рентгеновских фотонов и их поглощение при связанно-свободных переходах атомов. Главный источник поглощения в ИК-диапазоне — свободно-свободное поглощение.

В результате моделирования ИК и рентгеновских кривых блеска получены следующие параметры: наклонение орбиты системы Cyg X-3  $i = 29^\circ 5 \pm 1^\circ 2$ , темп потери массы звездой WR  $\dot{M}_{WR} = (0.96 \pm 0.14) \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . Используя связь между величиной  $\dot{M}_{WR}$  и мас-



**Рис. 22.** Схематичная модель системы Cyg X-3, на которой в проекции на картинную плоскость показаны различные излучающие/поглощающие компоненты. Релятивистский объект отмечен черной точкой, орбите соответствует черная окружность. Стрелкой показано направление орбитального движения. Числа обозначают различные орбитальные фазы (наблюдатель расположен в левой части рисунка). Рисунок 7 из статьи Antokhin et al. (2022).

сой звезды WR  $M_{WR}$ , а также связь между  $\dot{M}_{WR}$  и темпом увеличения орбитального периода  $\dot{P}/P = 1.02 \times 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ , в гипотезе однородного звездного ветра WR мы получили оценку массы релятивистского объекта в системе SS 433  $M_x \simeq 7.2 M_{\odot}$ , что позволяет считать его черной дырой. Если же учесть возможную клочковатость ветра WR, то гипотеза нейтронной звезды также не отвергается.

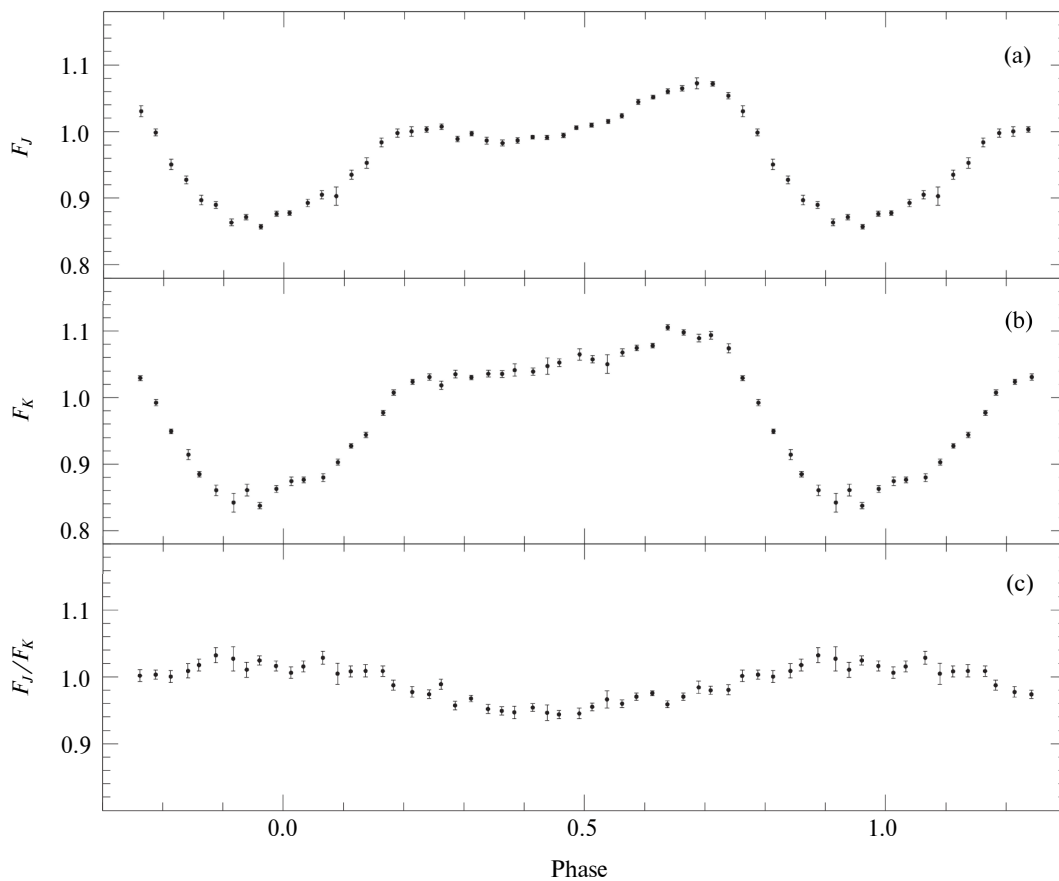
Veledina et al. (2023) привели результаты исследования поляризации рентгеновского излучения Cyg X-3 с борта рентгеновской обсерватории IXPE. Зарегистрирована линейная поляризация рентгеновского потока величиной 25%, которая почти не зависит от энергии и ориентирована перпендикулярно к направлению радиоджетов. Сделан вывод о том, что основной рентгеновский источник закрыт оптически толстой оболочкой с узким каналом в середине и наблюдатель видит только отраженное и рассеянное рентгеновское излучение. Согласно авторам (Veledina et al., 2023), система Cyg X-3 представляет собой объект типа ULX, а земной наблюдатель смотрит внутрь канала. Вполне возможно, что оптически толстая оболочка, окружающая основной рентгеновский источник, является источником не только рентгеновского, но и ИК-излучения.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашем обзоре мы привели результаты наблюдений рентгеновских двойных систем, выполненных на КГО ГАИШ МГУ в течение последних пяти лет. В своих исследованиях мы использовали спектральные наблюдения на 2.5-м телескопе, фотометрические ИК-наблюдения на этом же телескопе и фотометрические *UBVRI*- и *BVRI*-наблюдения, выполненные на 2.5-м телескопе, а также на автоматизированном 60-см телескопе RC 600, управляемом из Москвы. Накопленные наблюдательные данные и их интерпретация в рамках сложных нетрадиционных моделей позволили получить ряд интересных результатов, важных для понимания природы массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем.

Нам удалось выявить и изучить активные и пассивные стадии у рентгеновских новых с черными дырами в спокойном состоянии, оценить массы черных дыр в этих системах, а также построить спектры адвекционно-доминированных дисков вокруг черных дыр. Мы наблюдательно обосновали адекватность модели взаимодействующей двойной системы, предсказываемой результатами современных трехмерных газодинамических расчетов. Мы открыли вековое эволюционное увеличение орбитального периода в микроквazаре SS 433, длительное время считавшемся загадкой века, а также обнаружили эллиптичность орбиты этой массивной рентгеновской двойной системы на продвинутой стадии эволюции с прецессирующим сверхкритическим аккреционным диском и релятивистскими джетами. Эти результаты доказывают, что релятивистский объект в системе SS 433 является черной дырой. Они также позволяют понять, почему массивная рентгеновская двойная система SS 433, находящаяся на стадии завершения вторичного обмена масс, вопреки теоретическим предсказаниям, эволюционирует как полуразделенная система, а не в общей оболочке. При увеличении орбитального периода SS 433 расстояние между компонентами этой системы увеличивается, что препятствует образованию общей оболочки. Наши результаты уверенно отвергают гипотезу о присутствии нейтронной звезды в системе SS 433. Также эти результаты в значительной степени подкрепляют модель плавающего аккреционного диска в системе SS 433, отслеживающего прецессию оси вращения оптической звезды. Неперпендикулярность ее оси вращения к плоскости орбиты в системе SS 433 могла возникнуть в результате асимметричного взрыва сверхновой, который повернул плоскость орбиты системы относительно оси вращения оптической звезды.

Мы получили первые детальные орбитальные ИК кривые блеска микроквazара Cyg X-3 и обнаружили аномальное поведение показателей цвета



**Рис. 23.** Средние орбитальные кривые блеска Cyg X-3 в полосах *J*- и *K*-фильтров (панели (a) и (b) соответственно) и кривая соответствующего показателя цвета (c). Виден сдвиг цвета системы в более коротковолновую область в фазе  $\varphi = 0$ , когда рентгеновский источник расположен позади звезды WR. Рисунок 6 из статьи Antokhin et al. (2022).

этой системы с фазой орбитального периода. С привлечением архивных рентгеновских наблюдений удалось построить адекватную модель этой массивной рентгеновской двойной системы, прошедшей стадию общей оболочки во время вторичного обмена масс. Мы смогли оценить наклонение орбиты этой системы и дать ограничения на массу релятивистского объекта.

Полученные результаты опубликованы в рецензируемых международных научных журналах с высоким импакт-фактором и имеют высокий индекс цитирования.

В заключение отметим, что на КГО ГАИШ МГУ ведутся многочисленные программы различных астрофизических исследований. Например, на 2.5-м телескопе КГО наша группа (отдел звездной астрофизики ГАИШ) проводит спектральные наблюдения двойных систем WR + ОБ, в том числе таких, в которых отсутствуют затмения, с целью поиска вековых эволюционных изменений орбитальных периодов у этих систем по кривым лучевых скоростей. Это важно для получения наиболее надежных динамических оценок темпов потери масс

большого числа звезд WR разных масс, спектральных классов и металличностей.

Таким образом, эффективная работа КГО ГАИШ МГУ обеспечивает широкий фронт высококачественных наблюдательных работ.

## 6. ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РФФИ № 23-12-00092, а также научно-образовательной школой МГУ имени М. В. Ломоносова «Фундаментальные и прикладные исследования космоса». Автор также благодарит за поддержку Программу развития МГУ имени М. В. Ломоносова.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., Phys. Rev. Lett. **116** (6), id. 061102 (2016).
2. A. A. Abdo et al. (Fermi LAT Collab.), Science **326** (5959), 1512 (2009).
3. I. I. Antokhin and A. M. Cherepashchuk, Astrophys. J. **871** (2), article id. 244 (2019).

4. I. I. Antokhin, A. M. Cherepashchuk, E. A. Antokhina, and A. M. Tatarnikov, *Astrophys. J.* **926** (2), id. 123 (2022).
5. J. N. Bahcall and N. A. Bahcall, *Astrophys. J.* **178**, L1 (1972).
6. E. E. Becklin, F. J. Hawkins, K. O. Mason, et al., *Astrophys. J.* **192**, L119 (1974).
7. E. E. Becklin, G. Neugebauer, F. J. Hawkins, et al., *Nature* **245** (5424), 302 (1973).
8. L. N. Berdnikov, A. A. Belinskii, N. I. Shatskii, et al., *Astronomy Reports* **64** (4), 310 (2020).
9. D. V. Bisikalo, *Astrophys. and Space Sci.* **296** (1-4), 391 (2005).
10. K. M. Blundell, M. G. Bowler, and L. Schmidtobreick, *Astron. and Astrophys.* **474** (3), 903 (2007).
11. A. I. Bogomazov, *Astronomy Reports* **58** (3), 126 (2014).
12. A. I. Bogomazov, M. K. Abubekеров, and V. M. Lipunov, *Astronomy Reports* **49** (8), 644 (2005).
13. A. I. Bogomazov, A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. V. Tutukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **514** (4), 5375 (2022).
14. L. L. E. Braes and G. K. Miley, *Nature* **237** (5357), 506 (1972).
15. S. Carpano, F. Haberl, P. Crowther, and A. Pollock, *Proc. IAU Symp.* **346**, 187 (2019).
16. J. Casares, E. L. Martín, P. A. Charles, et al., *New Astronomy* **1** (4), 299 (1997).
17. A. Cherepashchuk, K. Postnov, S. Molkov, et al., *New Astronomy Rev.* **89**, article id. 101542 (2020).
18. A. M. Cherepashchuk, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **194**, 761 (1981).
19. A. M. Cherepashchuk, *Space Sci. Rev.* **93**, 473 (2000).
20. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S5 (2022a).
21. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S70 (2022b).
22. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S123 (2022c).
23. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S168 (2022d).
24. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S692 (2022e).
25. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S348 (2022f).
26. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S412 (2022g).
27. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S498 (2022h).
28. A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **66**, S567 (2022i).
29. A. M. Cherepashchuk, A. A. Aslanov, and V. G. Kornilov, *Sov. Astron.* **26**, 697 (1982).
30. A. M. Cherepashchuk, A. A. Belinski, A. V. Dodin, and K. A. Postnov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **507** (1), L19 (2021).
31. A. M. Cherepashchuk, A. V. Dodin, K. A. Postnov, et al., *Astronomy Reports* **66** (6), 451 (2022).
32. A. M. Cherepashchuk, Y. N. Efremov, N. E. Kurochkin, et al., *Information Bulletin Variable Stars* **720**, 1 (1972).
33. A. M. Cherepashchuk, V. F. Esipov, A. V. Dodin, et al., *Astronomy Reports* **62** (11), 747 (2018).
34. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Y. Shugarov, *Highly evolved close binary stars* (Amsterdam: Gordon and Breach Publications, 1996).
35. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **483** (1), 1067 (2019a).
36. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **490** (3), 3287 (2019b).
37. V. V. Davydov, V. F. Esipov, and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **52** (6), 487 (2008).
38. P. Esposito, G. L. Israel, L. Sidoli, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **436** (4), 3380 (2013).
39. S. Fabrika, *Astrophys. Space Phys. Res.* **12**, 1 (2004).
40. R. P. Fender, S. J. Bell Burnell, P. M. Williams, and A. S. Webster, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **283** (3), 798 (1996).
41. R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, et al., *Astrophys. J.* **167**, L67 (1971).
42. R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **9** (11), 439 (1962).
43. J. I. González Hernández and J. Casares, *Astron. and Astrophys.* **516**, id. A58 (2010).
44. J. I. González Hernández, R. Rebolo, and J. Casares, *Astrophys. J.* **744** (2), article id. L25 (2012).
45. J. I. González Hernández, R. Rebolo, and J. Casares, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **438** (1), L21 (2014).
46. J. I. González Hernández, L. Suárez-Andrés, R. Rebolo, and J. Casares, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (1), L15 (2017).
47. V. Goranskij, *Peremennye Zvezdy* **31** (5), 5 (2011).
48. M. M. Hanson, M. D. Still, and R. P. Fender, *Astrophys. J.* **541** (1), 308 (2000).
49. T. S. Khruzina and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **39** (2), 178 (1995).
50. L. Koch-Miramond, P. Ábrahám, Y. Fuchs, et al., *Astron. and Astrophys.* **396**, 877 (2002).
51. I. Linial and R. Sari, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **469** (2), 2441 (2017).
52. V. M. Lyutyi, R. A. Syunyaev, and A. M. Cherepashchuk, *Sov. Astron.* **17**, 1 (1973).
53. B. Margon, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 507 (1984).
54. S. M. Matz, R. P. Fender, S. J. Bell Burnell, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **120**, 235 (1996).
55. J. E. McClintock, C. A. Haswell, M. R. Garcia, et al., *Astrophys. J.* **555** (1), 477 (2001).
56. J. E. McClintock and R. A. Remillard, *Astrophys. J.* **308**, 110 (1986).
57. J. Mikołajewska, A. Rutkowski, D. R. Gonçalves, and A. Szostek, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **362** (1), L13 (2005).
58. L. A. Molnar, M. J. Reid, and J. E. Grindlay, *Astrophys. J.* **331**, 494 (1988).



59. A. E. Nadjip, A. M. Tatarnikov, D. W. Toomey, et al., *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 349 (2017).
60. I. D. Novikov and K. S. Thorne, in *Summer school of theoretical physics on Black Holes (Les Astres Occlus)*, Les Houches, France, 1972, Ed. by C. DeWitt and B. DeWitt (Science Publishers, New York, 1973), pp. 343–450.
61. J. A. Orosz, *Proc. IAU Symp. No. 212*, Ed. by K. van der Hucht, A. Herrero, and C. Esteban (San Francisco, ASP, 2003) p. 365.
62. D. R. Parsignault, H. Gursky, E. M. Kellogg, et al., *Nature Physical Science* **239** (95), 123 (1972).
63. K. Pavlovskii and N. Ivanova, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **449** (4), 4415 (2015).
64. K. Pavlovskii, N. Ivanova, K. Belczynski, and K. X. Van, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (2), 2092 (2017).
65. S. A. Potanin, A. A. Belinski, A. V. Dodin, et al., *Astronomy Letters* **46** (12), 836 (2020).
66. J. E. Pringle and M. J. Rees, *Astron. and Astrophys.* **21**, 1 (1972).
67. Y. Qiu, R. Soria, S. Wang, et al., *Astrophys. J.* **877** (1), 57 (2019).
68. W. J. Roberts, *Astrophys. J.* **187**, 575 (1974).
69. D. M. Russell, T. Shahbaz, F. Lewis, and E. Gallo, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **463** (3), 2680 (2016).
70. E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **140**, 796 (1964).
71. C. J. Schalinski, K. J. Johnston, A. Witzel, et al., *Astrophys. J.* **447**, 752 (1995).
72. W. Schmutz, T. R. Geballe, and H. Schild, *Astron. and Astrophys.* **311**, L25 (1996).
73. T. Shahbaz, R. I. Hynes, P. A. Charles, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **354** (1), 31 (2004).
74. N. I. Shakura, *Sov. Astron.* **16**, 756 (1973).
75. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
76. J. F. Steiner, D. J. Walton, J. A. García, et al., *Astrophys. J.* **817** (2), article id. 154 (2016).
77. H. Tananbaum, H. Gursky, E. M. Kellogg, et al., *Astrophys. J.* **174**, L143 (1972).
78. M. A. P. Torres, J. Casares, I. G. Martínez-Pais, and P. A. Charles, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **334** (1), 233 (2002).
79. A. Tutukov and L. Yungelson, *Nauchnye Informatsii* **27**, 58 (1973a).
80. A. Tutukov and L. Yungelson, *Nauchnye Informatsii* **27**, 70 (1973b).
81. E. P. J. van den Heuvel, *Proc. IAU Symp. No. 73*, Ed. by P. Eggleton, S. Mitton, and J. Whelan (D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, 1976), p. 35.
82. E. P. J. van den Heuvel, J. P. Ostriker, and J. A. Petterson, *Astron. and Astrophys.* **81**, L7 (1980).
83. E. P. J. van den Heuvel, S. F. Portegies Zwart, and S. E. de Mink, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **471** (4), 4256 (2017).
84. M. H. van Kerkwijk, *Astron. and Astrophys.* **276**, L9 (1993).
85. M. H. van Kerkwijk, T. R. Geballe, D. L. King, et al., *Astron. and Astrophys.* **314**, 521 (1996).
86. A. Veleđina, F. Muleri, J. Poutanen, et al., *arXiv e-prints astro-ph/2303.01174* (2023).
87. O. Vilhu, P. Hakala, D. C. Hannikainen, et al., *Astron. and Astrophys.* **501** (2), 679 (2009).
88. R. M. Wagner, C. B. Foltz, T. Shahbaz, et al., *Astrophys. J.* **556** (1), 42 (2001).
89. R. E. Wilson and E. J. Devinney, *Astrophys. J.* **166**, 605 (1971).
90. J. P. Zahn, *Astron. and Astrophys.* **57**, 383 (1977).
91. A. A. Zdziarski, C. Maitra, A. Frankowski, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **426** (2), 1031 (2012).
92. Y. B. Zel'dovich, *Soviet Physics Doklady* **9**, 195 (1964).
93. C. Zurita, J. Casares, and T. Shahbaz, *Astrophys. J.* **582** (1), 369 (2003).
94. C. Zurita, J. I. González Hernández, A. Escorza, and J. Casares, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **460** (4), 4289 (2016).

## Observations of X-ray Binaries at the Caucasus Mountain Observatory of SAI MSU

A. M. Cherepashchuk<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Sternberg State Astronomical Institute of Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

This review presents the results of observations of high-mass and low-mass X-ray binaries carried out at the Caucasus Mountain Observatory of SAI MSU over the past five years. Interpretation of these observations within the framework of complex unconventional models has led to a number of interesting results. In particular, on the basis of the secular evolutionary increase in the orbital period of the microquasar SS 433 that we discovered, we managed to prove that the relativistic object here is a black hole, and the SS 433 system itself evolves as a semi-detached system due to the fact that the distance between its components increases with time, which prevents the formation of a common envelope. In the microquasar Cyg X-3, an anomalous behavior of IR color indices with the phase of the orbital period was detected. Modeling is carried out and estimates of the parameters of this system are given. In low-mass X-ray binaries (X-ray novae), black hole masses are estimated, spectra of advection-dominated disks are constructed, and an observational justification is given for modern results of three-dimensional gas-dynamic calculations for interacting binaries.

Keywords: *accretion disks—stars: X-ray novae—stars: black holes—binaries: close—stars: evolution*