

Том 50, Номер 10

ISSN 0320-0108

Октябрь 2024

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 10, 2024

Производство позитронов в центре галактики субрелятивистскими протонами и ядрами <i>Д. О. Чернышов, В. А. Догель, И. М. Дремин, А. М. Киселев, А. В. Копьев</i>	627
Оценка напряженности магнитного поля транзientного рентгеновского пульсара 4U 1901+03 по переменности рентгеновского потока на различных временных масштабах <i>И. А. Мереминский, А. Н. Семена, А. А. Лутовинов, С. С. Цыганков, С. В. Мольков, Д. И. Карасёв</i>	634
Взаимодействие аккреции и околозвездной экстинкции как причина необычной переменности WTTS звезды V715 Per <i>В. П. Гринин, И. С. Потравнов, М. В. Еселевич, Н. В. Ефимова, О. Ю. Барсунова, С. Ю. Шугаров, Г. А. Борман</i>	642
Эволюция орбитального периода сверхкомпактной двойной системы ZTF J213056.71+442046.5 <i>С. В. Антипин, Л. Н. Бердников, К. А. Постнов, А. М. Зубарева, Н. П. Иконникова, М. А. Бурлак, А. А. Белинский</i>	653
Моделирование изображений протопланетных дисков после столкновения со свободными планетами <i>Т. В. Демидова, В. В. Григорьев</i>	658
Яркость фона неба Кавказской горной обсерватории МГУ в полосах BVR_cI_c <i>И. А. Комарова, А. М. Татарников, А. В. Шаронова, А. А. Белинский, Н. А. Масленникова, Н. П. Иконникова, М. А. Бурлак</i>	671

ПРОИЗВОДСТВО ПОЗИТРОНОВ В ЦЕНТРЕ ГАЛАКТИКИ СУБРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ

© 2024 г. Д. О. Чернышов^{1*}, В. А. Догель¹, И. М. Дремин¹, А. М. Киселев¹, А. В. Копьев¹

¹Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 08.11.2024 г.

После доработки 28.11.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Предложены альтернативные процессы генерации позитронов, производящих аннигиляционную линию 511 кэВ в балдже Галактики, космическими лучами. Поскольку релятивистские космические лучи, помимо позитронов, производят и вторичные гамма-кванты, поток которых ограничен экспериментально, мы рассматриваем субрелятивистские частицы. Частицы с энергиями ниже порога производства заряженных пионов могут рождать позитроны в двух процессах: непосредственным производством электрон-позитронных пар при электромагнитном взаимодействии (ультрапериферические столкновения) и путем создания нестабильных изотопов за счет реакции скалывания или протонного захвата. Данные процессы характеризуются сечениями, которые малы на нерелятивистских энергиях и быстро возрастают с увеличением скорости частиц. Оптимальные скорости протонов лежат в диапазоне примерно 0.1–0.3 скорости света. При таких скоростях сечение рождения позитронов достаточно велико, но производство гамма-квантов все еще мало. Следовательно, для производства позитронов требуются специальные источники космических лучей, в которых рождается большое количество субрелятивистских частиц в указанном диапазоне скоростей. В качестве таких источников мы рассматриваем быстрые оптические транзиенты и приливные разрушения звезд центральной черной дырой. Характерные скорости ветров в данных объектах составляют десятки доли скорости света. Если эффективность ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий невелика, то данные ветра способны производить требуемое количество позитронов. Также мы показываем, что энергии, выделяемой в процессах приливных разрушений звезд, достаточно для производства требуемого числа позитронов.

Ключевые слова: аннигиляционная линия, космические лучи, оптические транзиенты.

DOI: 10.31857/S0320010824100012, EDN: NBUBMS

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения Галактики в гамма-диапазоне обнаружили излучение линии электрон-позитронной аннигиляции с характерной энергией 511 кэВ. При этом аннигиляционное излучение из балджа Галактики выделяется на фоне излучения других частей Галактики как по интенсивности, так и морфологически. Излучение балджа сосредоточено в квази-сферической области размером $6^\circ - 8^\circ$, а темп электрон-позитронной аннигиляции в этой области оценивается в 10^{43} анн/с (см., например, обзор Чуразова и др., 2020).

Поскольку линия 511 кэВ довольно узкая, то позитроны должны быть тепловыми, с малым характерным временем аннигиляции (Буссард и др., 1979). В таком случае в Галактике должны быть объекты, которые постоянно производят позитроны.

Таковыми источниками позитронов могут быть пульсары (Ванг и др., 2006; Истомин и др., 2020), джеты черных дыр (Лианг, Дермер, 1988), двойные системы (Бартелс и др., 2018), взрывы сверхновых (см., например, Крокер и др., 2017). Данные процессы рассмотрены, например, в обзоре Пранцзоса и др. (2011).

Также одним из естественных процессов может

быть генерация позитронов за счет взаимодействия космических лучей (КЛ) с межзвездным газом. Наиболее известным процессом такого рода являются сильные протон-протонные столкновения, которые, в частности, вносят существенный вклад в производство высокоэнергичных позитронов, входящих в состав КЛ. При данном взаимодействии протонов происходит рождение нейтральных и заряженных пионов, которые впоследствии распадаются на гамма-кванты и позитроны соответственно, причем количество произведенных квантов и заряженных частиц примерно одинаково (см., например, оценки в работе Атояна, 1992). Эта оценка затрудняет объяснение аннигиляционного излучения из галактического балджа протон-протонными столкновениями, поскольку наблюдаемый темп производства гамма-квантов от распада нейтральных пионов более чем на порядок меньше наблюдаемого темпа электрон-позитронной аннигиляции. С другой стороны, нестационарность процесса производства позитронов может частично решить данную проблему (Ченг и др., 2006, 2007).

Масса покоя заряженного пиона составляет около 140 МэВ, поэтому рожденные при его распаде вторичные позитроны обладают энергией, превышающей 30 МэВ. Таким образом, для формирования

*Электронный адрес: chernyshov@lpi.ru

аннигиляционной линии 511 кэВ позитроны должны остыть от 30 МэВ до тепловых энергий, необходимых для формирования линии 511 кэВ. В процессе охлаждения позитроны будут аннигилировать “на лету” и излучать гамма-кванты в диапазоне энергий 1–30 МэВ. Интенсивность этого излучения оказывается выше наблюдаемой по данным телескопа COMPTEL (Агаронян, Атоян, 1981; Биком, Юксель, 2006; Сижан и др., 2006). Таким образом, экспериментальные данные ограничивают пороговую энергию позитронов величиной, не превосходящей 3–10 МэВ, из-за чего сильные протон-протонные взаимодействия, как источник аннигилирующих позитронов, исключаются. Впрочем, в связи с низкой надежностью данных COMPTEL, данное ограничение не является окончательным (см., например, обсуждение в обзоре Зигерта, 2023).

Однако существуют иные процессы взаимодействия протонов и ядер, которые также могут приводить к производству позитронов. Особый интерес представляют процессы, которые могут протекать на низких энергиях взаимодействующих частиц и не сопровождаются рождением нейтральных пионов. Как следствие, такие процессы не производят высокоэнергичные гамма-кванты. В частности, при столкновениях на низких энергиях возможны ядерные реакции (реакция скалывания или захват протона), которые приводят к рождению нестабильных изотопов, распадающихся по β^+ каналу. Рожденные в результате распада позитроны обладают низкой энергией, а порог такой реакции, как правило, составляет десятки МэВ. Данный механизм, в частности, был предложен в работе Пширкова (2016) для объяснения аннигиляционного излучения в виде точечного источника в центре Галактики.

Еще одним механизмом рождения позитронов может быть рождение пар при кулоновском взаимодействии протонов и ядер. Данный процесс также имеет низкую пороговую энергию, производит позитроны с низкими энергиями и не сопровождается гамма-излучением. Подробнее с данным процессом, называемым ультрапериферическими столкновениями, можно ознакомиться в обзорах Бертулани и др. (2005), Дрёмин (2020). Ранее мы уже применяли данный процесс для описания аннигиляционного излучения из балджа Галактики (Чернышов и др., 2024) и получили оценки спектров протонов, которые требуются для производства необходимого количества позитронов. В настоящей работе мы проанализируем, какие источники КЛ могут сформировать указанные спектры протонов.

БЫСТРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТРАНЗИЕНТЫ В ГАЛАКТИКЕ

Открытие нового класса галактических источников космических лучей (быстрых голубых оптических

транзентов, FBOTs) заполнило пробел между релятивистскими и нерелятивистскими взрывами сверхновых. Эти источники характеризуются ветрами с промежуточными значениями скоростей в диапазоне от 0.1c до 0.7c, при этом пиковая мощность ветра составляет около 10^{44} эрг/с. Моделирование этих источников было выполнено в работе Быкова и др. (2022), где было продемонстрировано ускорение частиц до энергии в несколько ПэВ. Для описания ускоренных протонов в данной работе используется модель Монте-Карло, которая учитывает рассеяние частиц на МГД турбулентности и их распространение из области до ударной волны в область после ударной волны и обратно. При этом диссипация энергии турбулентности ведет к нагреву фоновой плазмы и искажает максвелловское распределение.

В упомянутой работе Быкова и др. (2022) спектры протонов в ветре транзентов были смоделированы для четырех значений скорости ветра: 0.1c, 0.3c, 0.5c и 0.5c, которые названы моделями A1, B1, C1 и D1 соответственно. Мы используем полученные спектры в нашей работе и вычислим темп рождения позитронов для каждого спектра. В работе Чернышова и др. (2024) предполагалось, что только ускоренные частицы с нетепловым спектром участвуют в производстве позитронов. Как мы покажем дальше, спектры транзентов, из-за своей высокой температуры и скорости истечения генерируют позитроны даже максвелловской частью спектра. Основной вопрос заключается в том, смогут ли низкоэнергетичные процессы производства позитронов, такие как ультрапериферические столкновения, обеспечить достаточный темп производства позитронов. При этом гамма-излучение от ускоренных частиц не должно превышать экспериментальные ограничения.

СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ

Перечислим сечения рождения частиц, которые используются в настоящей работе. Для определения темпа рождения позитронов и гамма-квантов за счет сильного взаимодействия мы пользовались формулами, приведенными в работе Камае и др. (2006). Полное сечение производства позитронов в зависимости от энергии налетающего протона показано на рис. 1 штриховой линией.

Для вычисления сечения протон-индуцированных ядерных реакций, которые приводят к рождению β^+ -нестабильных изотопов, мы так же, как в работе Пширкова (2016), используем каталоги JENDL (Ивамото и др., 2023) и TENDL (Конинг и др., 2019). Нами рассматривались сечения изотопов, которые наиболее распространены в Солнечной системе, при этом использовались следующие значения распространенности: $4.77 \times 10^{-5} \times {}^{16}\text{O}$, $3.26 \times 10^{-5} \times {}^{12}\text{C}$, $1.02 \times 10^{-5} \times {}^{14}\text{N}$, $10^{-5} \times {}^{20}\text{Ne}$, $3 \times 10^{-6} \times {}^{28}\text{Si}$, $2.8 \times 10^{-5} \times {}^{24}\text{Mg}$, $2.7 \times 10^{-5} \times {}^{56}\text{Fe}$,

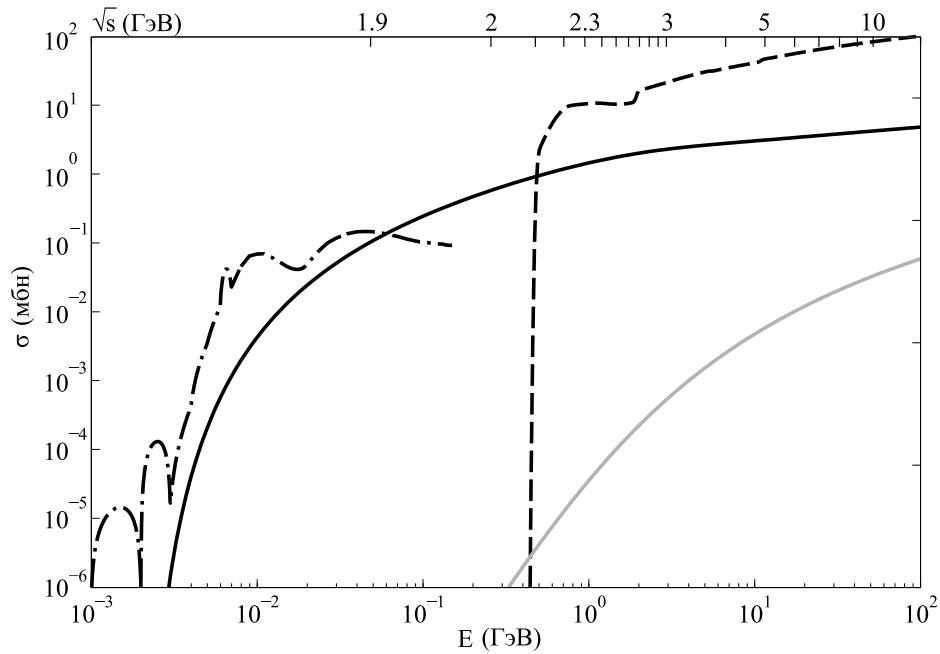


Рис. 1. Сечения производства позитронов различными реакциями как функция кинетической энергии протона. Сплошные линии — ультрапериферические столкновения протонов: верхняя (черная линия) и нижняя (серая линия) оценки. Штриховая линия — сильные протон-протонные столкновения. Штрихпунктирная линия — сечения производства β^+ -нестабильных изотопов протонами. Сверху для сравнения также приведена полная энергия в системе центра масс $\sqrt{s}$.

$1.6 \times 10^{-6} \times {}^{32}\text{S}$, $1.2 \times 10^{-6} \times {}^{22}\text{Ne}$, $4 \times 10^{-7} \times {}^{26}\text{Mg}$, $4 \times 10^{-7} \times {}^{13}\text{C}$, $4 \times 10^{-7} \times {}^{25}\text{Mg}$. Стоит отметить, что галактический центр обладает большей концентрацией тяжелых ядер, чем Солнечная система, поэтому полное сечение рождения необходимо пропорционально увеличить. В частности, в работе Шульгайса и др. (2019) показано, что концентрация тяжелых элементов в галактическом центре выше, чем в Солнечной системе, в 1.5–2 раза. Полное сечение в пересчете на один атом водорода показано на рис. 1 штрихпунктирной линией.

Сечение обрывается на энергии протона 200 МэВ из-за нехватки данных в каталогах JENDL и TENDL для энергий выше 200 МэВ. Однако для используемых нами спектров протонов производство β^+ -нестабильных изотопов вносит существенный вклад только при рассмотрении максвелловской части спектра: в нетепловом хвосте доминируют сильные протон-протонные столкновения. Максимум максвелловского распределения находится в диапазоне десятков МэВ, поэтому поведение сечения на энергиях выше 200 МэВ слабо влияет на результат.

Сечение ультрапериферических взаимодействий, приведены, например, в обзоре Бертулани и др. (2005). Поскольку вычисление сечения обладает некоторыми особенностями, ниже мы подробно обсудим способ его вычисления.

Сечение рождения пар при кулоновском взаимодействии частиц вычисляется методом эквивалентных фотонов, при котором электрические поля стал-

кивающих частиц рассматриваются как поля виртуальных фотонов. Данный метод хорошо работает для ультрарелятивистских частиц, электрическое поле которых практически точно перпендикулярно направлению распространения, однако мы применяем его в том числе к субрелятивистским частицам, из-за чего в результате могут возникнуть серьезные неточности.

Сечение в рамках метода эквивалентных фотонов определяется следующим выражением

$$\sigma_{UP} = \int n_1(\omega_1) d\omega_1 \int n_2(\omega_2) d\omega_2 \sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2), \quad (1)$$

где $\sigma_{\gamma\gamma}$ — сечение рождения пары при взаимодействии двух фотонов (Брейт, Уиллер, 1934), а $n_i(\omega_i)$ — спектр эквивалентных фотонов. Последний может быть вычислен, например, в следующем виде (Джексон, 1965):

$$n(\omega) = \frac{2Z^2\alpha}{\omega\pi\beta^2} \left(\xi^2 K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\beta^2 \xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right), \quad (2)$$

где $\xi = \omega b_{\min}/\gamma v$, а $\beta = v/c$. В данном выражении учитывается, что эквивалентные фотоны поляризованы (первый член отвечает за поперечную поляризацию, второй — за продольную), причем в ультрарелятивистском случае излучение становится линейно поляризованным.

Минимальный прицельный параметр $b_{\min}$, фигурирующий в выражении (2), возникает из-за того, что

кулоновское сечение расходуется на малых масштабах, и имеет такой же физический смысл, что и, например, кулоновский логарифм в формулах для кулоновских потерь или для сечения рождения тормозного фотона. Для определения минимального прицельного параметра можно использовать два подхода.

Во-первых, можно учесть форм-фактор протона, из-за которого сечение становится некулоновским на малых расстояниях. Этот метод используется, в частности, при определении сечения рождения тяжелых частиц, таких как мюоны (Высоцкий, Жемчугов, 2019), и именно этот метод использовался нами в работе Чернышова и др. (2024). В таком случае $b_{\min} \approx 0.7$ фм. Во-вторых, можно учесть, что рождение электрон-позитронной пары в поле ядра не может произойти на расстоянии ближе, чем комптоновская длина электрона, и тогда $b_{\min} = \bar{\lambda}_e \equiv \hbar/m_e c$ (Лии, Мингулов, 2016). Две оценки прицельного параметра дают соответственно верхний и нижний предел сечения рождения пар. Они показаны на рис. 1, сплошными черной и серой кривыми соответственно. Как видно, нижний предел сечения настолько мал, что ядерное и сильное сечения многократно его превосходят. Поэтому в дальнейшем мы будем использовать в качестве сечения ультрапериферических реакций только верхний предел.

Сечение ультрапериферических столкновений сильно зависит от заряда частиц, участвующих во взаимодействии. В первом приближении сечение пропорционально квадрату заряда каждой из частиц, $Z_t^2 Z_p^2$. Для того чтобы оценить влияние заряда частиц более точно, мы переписали выражение (1) в следующем виде

$$\sigma_{UP}(\gamma) = \int n(\omega, \gamma) \sigma_{A\gamma}(\omega) d\omega, \quad (3)$$

где $\sigma_{A\gamma}(\omega)$ — сечение фотопроизводства пары фотоном на покоящемся ядре. Данное сечение было взято

из каталога ХСОМ (Бергер и др., 2010). Наши расчеты показали, что, помимо множителя Z^2 , влияние массы и заряда ядра на сечение незначительно, и может быть с большой точностью проигнорировано.

ТЕМП ПРОИЗВОДСТВА ПОЗИТРОНОВ

Мы используем результаты работы Быкова и др. (2022) для спектра протонов. Четыре модели ветра в транзиенте, рассмотренные в данной работе, отличаются скоростями ударной волны: 0.1c, 0.3c, 0.5c, 0.7c. Мы также обозначаем эти модели A1, B1, C1, D1 соответственно (см. табл. 1).

Поскольку полный спектр протонов, полученный Быковым и др. (2022), является модельно-зависимым, мы разделили полный спектр на максвелловскую и нетепловую части. Таким образом, мы учтем тот факт, что при других параметрах ускорения заряженных частиц соотношение между тепловыми и ускоренными частицами может быть иным.

Мы хотим вычислить темп генерации позитронов в расчете на 1 ускоренный протон и на 1 атом окружающего газа

$$Q = \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{N_H} \cdot \frac{\Delta N_{e^+}}{\Delta t}, \quad (4)$$

где N_{e^+} — концентрация образующихся позитронов, N — полная концентрация ускоренных протонов и N_H — концентрация атомов водорода в окружающем газе. Для вычисления темпа генерации Q мы проинтегрировали максвелловскую и нетепловую части спектра с сечениями, описанными в предыдущем разделе:

$$Q = \int q(E) dE, \quad q = \frac{1}{N} \frac{dN_i}{dE} \sigma v. \quad (5)$$

Здесь dN_i/dE — дифференциальный спектр протонов (отдельно максвелловская и нетепловая части), а N — полное число протонов в спектре. Подынтегральное выражение, $q(E)$ для моделей A1 и B1 показано

Таблица 1. Темпы производства позитронов различными процессами и различными частями спектра в пересчете на 1 фоновый атом водорода в предположении, что полный спектр КЛ нормирован на 1 см^{-3} , в единицах $10^{-18} \text{ поз} \cdot \text{см}^3/\text{с}$

Модель ^а	u_0 ^б	Максвелловская часть			Нетепловая часть		
		УП ^в	Ядерные ^г	Сильные ^д	УП ^в	Ядерные ^г	Сильные ^д
A1	0.1c	0.01	0.18	0	0.04	0.05	0.1
B1	0.3c	2.6	1.2	0	0.8	0.08	1.9
C1	0.5c	15	— ^е	11	0.8	— ^е	7
D1	0.7c	37	— ^е	260	0.9	— ^е	12

^аНомер модели в соответствии со статьей Быкова и др. (2022).

^бСкорость течения плазмы в ударной волне.

^вТемп производства позитронов ультрапериферическими реакциями.

^гТемп производства позитронов за счет β^+ распада изотопов, произведенных КЛ.

^дТемп производства позитронов сильными протон-протонными реакциями.

^еНедостаточно данных по сечению на высоких энергиях, чтобы получить результат.

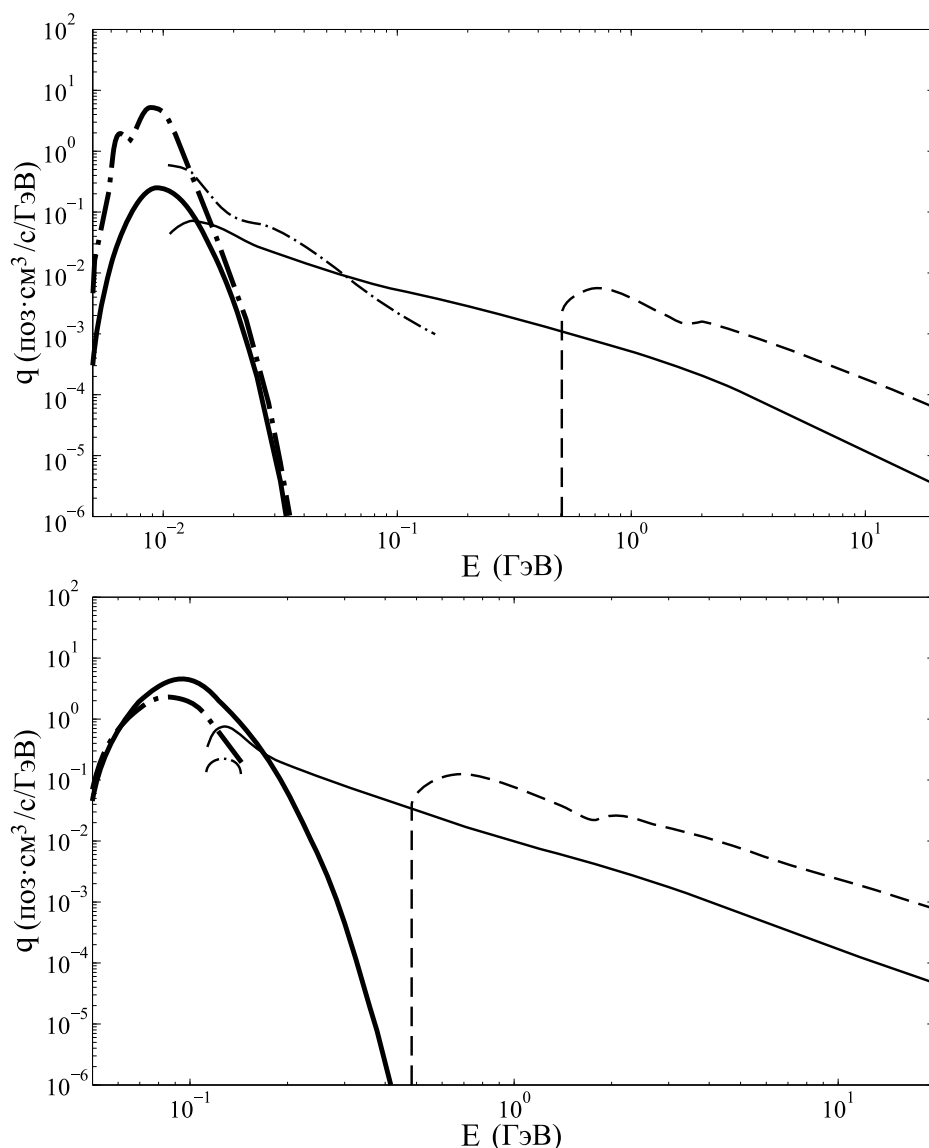


Рис. 2. Подынтегральное выражение в формуле (5). Сверху — модель A1, снизу — модель B1. Начертание кривых совпадает с рис. 1. Жирные кривые соответствуют максвелловской части спектра протонов.

на рис. 2. Результаты вычисления Q для разных частей спектра и разных сечений представлены в соответствующих столбцах табл. 1.

Как следует из табл. 1, скорость течения сильно влияет на результат. Так, при скоростях менее $0.3c$, энергии частиц в максвелловской части распределения не хватает, чтобы запустить существенную долю сильных протон-протонных реакций, поэтому низкоэнергетичные процессы доминируют. Ядерные реакции доминируют при низких скоростях потока, а при более высоких все большую роль начинают играть ультрапериферические столкновения. При существенно более высоких скоростях, выше $0.5c$, максвелловское распределение попадает в область выше порога сильных реакций, и производство пионов начинает доминировать над остальными процессами.

В области нетепловых частиц образование пионов доминирует над остальными процессами, поскольку сечение этого процесса существенно превосходит соответствующие сечения низкоэнергетичных процессов. При этом для полного спектра протонов, если брать те же параметры ускорения, что и в статье Быкова и др. (2022), темпы производства позитронов низкоэнергетичными процессами и сильными взаимодействиями в случае низких скоростей течения соотносятся как 2 : 1–3 : 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поток гамма-излучения, зарегистрированный из центра Галактики, приходящийся на распад нейтральных пионов, в диапазоне больше 1 ГэВ составляет около 10^{-6} фот/с/см² (Аелло и др., 2016). При

сильных столкновениях для степенного спектра протонов с показателем -2.7 отношение полного числа гамма-квантов к числу гамма-квантов с энергией выше 1 ГэВ равно 32. В таком случае полный поток гамма-квантов равен 3×10^{-5} фот/с/см², а полный темп производства гамма-квантов равен 2×10^{41} фот/с.

В сильных взаимодействиях число образующихся гамма-квантов и число позитронов примерно одинаково. Следовательно, отношение числа позитронов, рожденных низкоэнергетичными процессами, к числу позитронов, рожденных в сильных взаимодействиях, должно быть как минимум 100 : 1.

Как следует из табл. 1, для наиболее перспективных моделей ускорения протонов, со скоростями течения ниже $0.3c$, достичь необходимого соотношения темпов производства позитронов не удастся. В то же время из табл. 1 видно, что для течений с такими скоростями низкоэнергетичные процессы становятся заметными уже в максвелловской части спектра, тогда как сильные взаимодействия проявляют себя только в нетепловом хвосте.

Таким образом, если эффективность ускорения протонов в транзиентах окажется ниже, чем была вычислена Быковым и др. (2022), и нетепловой хвост окажется примерно в 30 раз слабее, чем приводится в моделях A1 и B1, то данные источники смогут производить достаточное количество низкоэнергетичных позитронов (с энергией не более нескольких МэВ) без нарушения ограничений по гамма-излучению.

Отметим также, что схожим механизмом производства позитронов могут обладать и приливные разрушения звезд центральной черной дырой. В наших ранних работах (Ченг и др., 2006, 2007) мы рассматривали релятивистский джет в качестве источника позитронов, которые образовались в сильных протон-протонных взаимодействиях. Однако, приливные разрушения могут также быть источниками субрелятивистских частиц.

Так, наблюдения приливных разрушений в рентгеновском диапазоне (Кара и др., 2016; Лин и др., 2017) свидетельствуют о наличии быстрых течений, вызванных супер-Эддингтоновской аккрецией. Процессы аккреции были смоделированы в работах Дай и др. (2018, 2021), где было показано, что полная энергия выделяется по следующим каналам: 3% уносит излучение, 20% уносят релятивистские частицы в джете, и 20% приходится на быстрый ветер. При этом скорость ветра достигает десятых долей скорости света. Точные значения эффективности переработки поглощенной черной дырой массы в энергию и значения скорости ветра зависят от выбора параметров модели, таких как масса черной дыры и ее спин. Однако, независимо от параметров, по порядку величины результаты моделирования супер-Эддингтоновской аккреции хорошо согласуются между собой (Садовский, Нараян, 2016): скорость быстрого ветра составляет

$0.1c-0.3c$, и ветер уносит 10–20% энергии аккреции.

В работе Чернышова и др. (2024) мы оценили требуемую энергию для производства позитронов за счет ультрапериферических процессов в 10^{42} эрг/с. С учетом ядерных взаимодействий, данная энергия может быть снижена примерно в 1.5–2 раза (см. табл. 1). Мы не знаем общее количество транзиентов и характерное время их жизни, однако для приливного разрушения звезд энергетическую оценку произвести можно. Приливные разрушения происходят примерно 1 раз в 10 тыс. лет. Полная энергия ветра в одном событии составляет около 10^{53} эрг (выброс примерно 1 солнечной массы со скоростью 0.3). Таким образом, полная энергия приливных разрушений звезд в Галактическом центре, выделяющаяся в субрелятивистском ветре, составляет 3×10^{41} эрг/с. Эта величина сопоставима с энергией, необходимой для производства позитронов.

Отметим, что по крайней мере часть позитронов будет производиться в очень горячей ионизованной среде с температурой, сопоставимой с температурой ветра. При этом для оценок энергии, полученных выше, использовалось предположение, что фоновая среда холодная. В горячей среде потери протонов на кулоновские столкновения (разогрев среды) и ионизацию, могут быть несколько ниже. Точное значение требуемой мощности зависит от того, насколько быстро субрелятивистские протоны покидают горячую среду.

Поскольку транзиенты являются источником позитронов, они также могут являться источником аннигиляционного излучения. В то же время, поскольку, как мы упомянули выше, позитроны производятся в очень горячей среде, то сечение их аннигиляции в окрестности транзиента мало. Кроме того, линия электрон-позитронной аннигиляции в такой среде станет очень широкой либо вообще превратится в континуум, что затруднит ее экспериментальное обнаружение. Задача об эволюции позитронов в остывающей горячей среде была рассмотрена Чуразовым и др. (2011), и было показано, что большая часть позитронов аннигилирует в уже остывшей, теплой среде — т.е., возможно, уже не в окрестности источника.

В данной работе использовалась верхняя оценка сечения ультрапериферических процессов. Если эта оценка неверна, и корректной является оценка сечения снизу, то ультрапериферические взаимодействия не вносят заметного вклада в производство позитронов. В этом случае доминирующим процессом рождения позитронов субрелятивистскими частицами будут ядерные взаимодействия, а энергетические оценки, выполненные выше, изменятся не более чем в 2 раза.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.М. Быкову и анонимным рецензентам за ключевые замечания в

процессе обсуждения нашей работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 23-22-00068 (<https://rscf.ru/project/23-22-00068/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аелло и др. (M. Ajello, A. Albert, W.B. Atwood, G. Barbiellini, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, E. Bissaldi, et al.), *Astrophys. J.* **819**, 44A (2016).
2. Агаронян, Атоян (F.A. Aharonian and A.M. Atoyan), *Astron. Lett.* **7**, 395 (1981).
3. Атоян (A.M. Atoyan), *Astron. Astrophys.* **257**, 476 (1992).
4. Бартелс и др. (R. Bartels, F. Calore, E. Storm, and C. Weniger), *MNRAS* **480**, 3826 (2018).
5. Бергрер и др. (M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, et al.), XCOM: Photon Cross Section Database, <http://physics.nist.gov/xcom> (2010).
6. Бертулани и др. (C.A. Bertulani, S.R. Klein, and J. Nystrand), *ARNPS* **55**, 271 (2005).
7. Биком, Юксель (J.F. Beacom and H. Yuksel), *Phys. Rev. Letters* **97**, 071102 (2006).
8. Брейт, Уиллер (G. Breit and J.A. Wheeler), *Phys. Rev.* **46**, 1087 (1934).
9. Буссард и др. (R.W. Bussard, R. Ramaty, and R.J. Drachman), *Astrophys. J.* **228**, 928, (1979).
10. Быков и др. (A. Bykov, V. Romansky, and S. Osipov), *Universe* **8**, 32 (2022).
11. Ванг и др. (W. Wang, C.S.J. Pun, and K.S. Cheng), *Astron. Astrophys.* **446**, 943 (2006).
12. Высоцкий, М.И., Жемчугов, Е.В., *УФН* **189**, 975 (2019).
13. Дай и др. (L. Dai, J.C. McKinney, N. Roth, E. Ramirez-Ruiz, and M.C. Miller), *Astrophys. J. (Lett.)* **859**, L20 (2018).
14. Дай и др. (L. Dai, G. Lodato, and R. Cheng), *SSRv* **217**, 12 (2021).
15. Джексон Дж., *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965).
16. Дрёмин И.М., *УФН* **190**, 811 (2020).
17. Зигерт (Th. Siebert), *Astrophys. Suppl. Ser.* **368**, 27 (2023).
18. Ивамоторо и др. (O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda, et al.), *J. Nucl. Sci. Technol.* **60**, 1 (2023).
19. Истомина и др. (Y.N. Istomin, D.O. Chernyshov, and D.N. Sob'yanin), *MNRAS* **498**, 2089 (2020).
20. Камае и др. (T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, and T. Koi), *Astrophys. J.* **647**, 692 (2006).
21. Кара и др. (E. Kara, J.M. Miller, C. Reynolds, and L. Dai), *Nature* **535**, 388 (2016).
22. Конинг и др. (A.J. Koning, D. Rochman, J. Sublet, et al.), *Nuclear Data Sheets* **155**, 1 (2019).
23. Крокер и др. (R.M. Crocker, A.J. Ruiter, I.R. Seitenzahl, F.H. Panther, S. Sim, H. Baumgardt, A. Moller, D.M. Nataf, et al.), *Nat. Astron.* **1**, 0135 (2017).
24. Ли, Мингулов (R.N. Lee and K.T. Mingulov), *Phys. Lett. B* **757**, 207 (2016).
25. Лианг, Дермер (E.P. Liang and C.D. Dermer), *Astrophys. J.* **325**, L39 (1988).
26. Лин и др. (D. Lin, J. Guillochon, S. Komossa, et al.), *Nat. Astron.* **1**, 33 (2017).
27. Пранцзос и др. (N. Prantzos, C. Boehm, A.M. Bykov, et al.), *RvMP* **83**, 1001 (2011).
28. Пширков (M.S. Pshirkov), *Phys. Rev. D* **94**, 103002 (2016).
29. Садовский, Нараян (A. Sadowski and R. Narayan), *MNRAS* **456**, 3929 (2016).
30. Сижан и др. (P. Sizun, M. Casse, and S. Schanne), *Phys. Rev. D* **74**, 063514 (2006).
31. Ченг и др. (K.S. Cheng, D.O. Chernyshov, and V.A. Dogiel), *Astrophys. J.* **645**, 1138 (2006).
32. Ченг и др. (K.S. Cheng, D.O. Chernyshov, and V.A. Dogiel), *Astron. Astrophys.* **473**, 351 (2007).
33. Чернышов и др. (D. Chernyshov, V. Dogiel, and I. Dremin), *Physics* **6**, 251 (2024).
34. Чуразов и др. (E. Churazov, L. Bouchet, P. Jean, et al.), *New Astron. Rev.* **90**, 101548 (2020).
35. Чуразов и др. (E. Churazov, S. Sazonov, S. Tsygankov, R. Sunyaev, and D. Varshalovich), *MNRAS* **411**, 1727 (2011).
36. Шультайс и др. (M. Schultheis, R.M. Rich, L. Origlia, et al.), *Astron. Astrophys.* **627**, A152 (2019).

ОЦЕНКА НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТРАНЗИЕНТНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА 4U 1901+03 ПО ПЕРЕМЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОТОКА НА РАЗЛИЧНЫХ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБАХ

© 2024 г. И. А. Мереминский^{1*}, А. Н. Семена¹, А. А. Лутовинов¹,
С. С. Цыганков², С. В. Мольков¹, Д. И. Карасёв¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Университет Турку, Отделение Физики и Астрономии, Турку, Финляндия

Поступила в редакцию 17.10.2024 г.

После доработки 08.11.2024 г.; принята к публикации 12.11.2024 г.

По данным наблюдений нескольких рентгеновских телескопов (Swift/XRT, NICER, Chandra) был восстановлен профиль вспышки 2019 г. аккрецирующего рентгеновского пульсара 4U 1901+03 от пика вспышки до возвращения источника в “низкое” состояние. Умягчение спектра и исчезновение пульсаций на поздних стадиях позволяет предположить, что источник перешел в состояние “пропеллера” при светимости около 10^{36} эрг с^{-1} , что соответствует напряженности магнитного поля нейтронной звезды $B \lesssim 10^{12}$ Гс. Также показано, что на частотах выше 2 Гц форма спектра мощности быстрой рентгеновской переменности, полученного в максимуме вспышки 2003 г., хорошо описывается степенным законом со сломом на характерной частоте 7.5 Гц. Если эта частота соответствует вязкой частоте на границе магнитосферы, то можно оценить магнитное поле $B \approx 7 \times 10^{11}$ Гс, что согласуется с оценкой, полученной по переходу в режим “пропеллера”.

Ключевые слова: рентгеновские пульсары, нейтронные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824100027, EDN: NAWKWN

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее важных характеристик, во многом определяющей наблюдательные проявления аккрецирующих рентгеновских пульсаров, является магнитное поле нейтронной звезды (НЗ), напряженность которого для систем с маломассивными компаньонами ($\lesssim 1M_{\odot}$) обычно лежит в диапазоне $B = 10^8 - 10^{10}$ Гс (Патруно, Уоттс, 2021), в то время как в системах с молодыми массивными звездами составляет $B = 10^{11} - 10^{13}$ Гс (Муштуков, Цыганков, 2023). Прямым способом измерения напряженности магнитного поля B является поиск линий поглощения (так называемых циклотронных линий) в рентгеновских спектрах, связанных с резонансным рассеянием рентгеновских фотонов на электронах в сильном магнитном поле (Штауберт и др., 2019). Однако интерпретация наблюдаемых спектров является модельно-зависимой и не всегда позволяет однозначно судить о присутствии подобной линии поглощения (см., например, Ди Сальво и др., 1998; Дорошенко и др., 2012; Лутовинов и др., 2012; Цыганков и др., 2019а). Из-за этого для измерения магнитного поля в некоторых системах приходится применять косвенные методы, например, основанные на переменности рентгеновского потока на различных временных масштабах.

В настоящей работе мы применили две ранее проверенные и откалиброванные методики для измерения напряженности магнитного поля НЗ в рентгеновском пульсаре 4U 1901+03 по данным, накопленным во время гигантских вспышек 2003 и 2019 гг.

1. 4U 1901+03

Рентгеновский транзиент 4U 1901+03 был открыт обсерваторией Uhuru во время яркой вспышки 1970–1971 гг. (Форман и др., 1976). После этого в течение более 30 лет источник был неактивен вплоть до 2003 г., когда была зарегистрирована гигантская вспышка (тип II по классификации Оказаки, Негуруэла, 2001). Благодаря большому количеству наблюдений, проведенных обсерваторией RXTE в ходе этой вспышки, удалось уточнить локализацию источника (с точностью $\sim 1'$, Гэлловэй и др., 2005), измерить период вращения нейтронной звезды (2.763 с) и орбитальный период (22.58 д). Таким образом, было показано, что 4U 1901+03 является аккрецирующим рентгеновским пульсаром. На диаграмме Корбета (Корбет, 1986) источник попадает в область рентгеновских двойных с Ве-звездами (ВеXRB).

Недостаточная точность локализации не позволяла однозначно отождествить рентгеновский источник с оптической звездой в поле. Тем не менее Рейг и Ми-

*Электронный адрес: i.a.mereminskiy@gmail.com

лонаки (2016) отобрали несколько возможных компаньонов в области локализации рентгеновского источника на основе многоцветной фотометрии в оптическом и ближнем инфракрасном (NIR) диапазонах.

Новая гигантская вспышка 4U 1901+03 была обнаружена телескопом BAT обсерватории Swift им. Нила Герельса (Герельс и др., 2004) 9 февраля 2019 г. (Кеннеа и др., 2019) и позже подтверждена (Накажима и др., 2019) монитором всего неба MAXI (Мацуока и др., 2009). С помощью наблюдений Swift/XRT, выполненных в начале вспышки, удалось значительно улучшить локализацию источника (Мереминский и др., 2019), уменьшив размер области ошибок до $2.3''$ (90%), в которой оказалась только одна подходящая звезда из каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006) – 2MASS 19033940+0312158, расположенная в $0.5''$ от рентгеновского источника. Полученные позже данные телескопа Chandra (Хемфил и др., 2019) подтвердили эту ассоциацию. Следует заметить, что оптический компаньон источника был среди списка кандидатов, предложенных в работе Рейг и Милонаки (2016). Оптическая спектроскопия, выполненная на 4м телескопе SOAR, указала на наличие в спектре уширенной линии H α в эмиссии (Страдер и др., 2019), что вместе с широкополосным спектральным распределением энергии (spectral energy distribution, SED) позволило классифицировать звезду-компаньона 4U 1901+03 как сильнопоглощенный ($A_V \approx 9$) Be 8/9 IV субгигант (МакКолум, Лэйн, 2019). Сравнение наблюдаемого покраснения с картами поглощения (Грин и др., 2018) указывает на то, что источник расположен на расстоянии $\gtrsim 12$ кпк (Страдер и др., 2019). На такое же расстояние указывает и наблюдаемая зависимость между потоком от источника и темпом ускорения вращения НЗ в ходе вспышки 2019 г. В работе Тую и др. (2020) на основе модели Гоша–Лэмба (Гош, Лэмб, 1979) было получено $D = 12.4 \pm 0.2$ кпк в предположении, что наблюдаемое изменение формы профиля импульса соответствует переходу через критическую светимость (Беккер и др., 2012; Муштуков и др., 2015).

Энергетический спектр 4U 1901+03 типичен для рентгеновских пульсаров (см., например, Филиппова и др., 2005) и может быть описан феноменологической моделью степенного закона с экспоненциальным завалом на больших энергиях или более физическими моделями с комптонизацией затравочных фотонов (Мольков и др., 2003; Гэлловэй и др., 2005). Кроме того, в спектре наблюдается излучение ионизованного железа. В тоже время в работе Рейг и Милонаки (2016) было показано, что в рентгеновском спектре присутствует широкая абсорбционная особенность на энергии ~ 10 кэВ. Если предположить, что эта особенность является циклотронной линией, то можно оценить величину магнитного поля нейтронной звезды в 4U 1901+03 как $B \sim 10^{12}$ Гс. Однако следует отметить, что в спектрах рентгеновских пульсаров вбли-

зи 10 кэВ часто наблюдаются особенности (Кобурн и др., 2002), не связанные с резонансным рассеянием в сильном магнитном поле. С другой стороны, в ходе вспышки 2019 г. 4U 1901+03 наблюдался рядом современных рентгеновских телескопов, что позволило получить широкополосные рентгеновские спектры и детально их исследовать (Коули и др., 2019; Бери и др., 2021). Было показано, что кроме особенности на ~ 10 кэВ в спектре имеется также особенность на энергии ≈ 30 кэВ, сохраняющаяся при аппроксимации спектров различными моделями (Набизаде и др., 2020), в том числе двухкомпонентной комптонизацией (Цыганков и др., 2019b). Таким образом, анализ энергетических спектров указывает на то, что напряженность магнитного поля НЗ в этой системе должна быть или $B \approx 10^{12}$ Гс, или $B \approx 3 \times 10^{12}$ Гс. На сильное магнитное поле ($\approx 4 \times 10^{12}$ Гс) указывает также скорость изменения периода вращения НЗ в течение вспышки (Тую и др., 2020).

С другой стороны, в работе Гэлловэй и др. (2005) была приведена оценка $B = 0.3 \times 10^{12} (D/10)^{-6/7}$, полученная в предположении, что период вращения НЗ равен равновесному. В спектре мощности переменности 4U 1901+03, полученном в конце вспышки 2003 г. обсерваторией RXTE, был обнаружен пик квазипериодических осцилляций (QPO) (Джеймс и др., 2011) на частоте $\nu_{\text{QPO}} \approx 0.135$ Гц. Предполагая, что частота QPO соответствует частоте биений между Кеплеровской частотой на внутренней границе аккреционного диска (ν_K) и частотой вращения НЗ (ν_s), $\nu_{\text{QPO}} = \nu_K - \nu_s$ (Алпар, Шахам, 1985), Джеймс и др. (2011) также получили оценку на напряженность магнитного поля $B \approx 0.3 \times 10^{12}$ Гс. Таким образом, налицо противоречие между измерениями B , полученными различными методами.

В настоящей работе мы использовали два косвенных метода измерения магнитного поля НЗ, которые основаны на исследовании особенностей в переменности рентгеновского потока от источника, возникающих из-за взаимодействия между магнитосферой НЗ и аккреционным диском на различных временных масштабах. Первый метод связан с так называемым эффектом пропеллера (Илларионов, Сюняев, 1975) – при низких темпах аккреции магнитное поле НЗ за счет центробежных сил подавляет проникновение вещества в магнитосферу и его перетекание на поверхность НЗ (Кампана и др., 2002, 2018; Цыганков и др., 2016b,а; Лутовинов и др., 2017). С другой стороны, при больших темпах аккреции магнитное поле разрушает аккреционный диск на характерном радиусе (называемом магнитосферным, r_m), величина которого зависит от напряженности магнитного поля НЗ и темпа аккреции (Прингл, Рис, 1972; Лэмб и др., 1973; Гош, Лэмб, 1979), при этом в спектре мощности переменности рентгеновского потока будет наблюдаться резкий завал на частоте, соответствующей Кеплеровской частоте на r_m (Ревнивцев и др., 2009) (или близкой к

ней, см. Муштуков и др., 2019).

Целью настоящей работы является получение независимых оценок магнитного поля НЗ в 4U 1901+03 по данным о переменности рентгеновского потока на различных временных масштабах, полученным различными рентгеновскими телескопами во время гигантских вспышек 2003 и 2019 гг.

2. ОТБОР И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В первую очередь нас интересовала долговременная переменность источника во время вспышки 2019 г. Для построения кривой блеска вспышки мы использовали мониторинговые наблюдения, выполненные телескопами Swift/XRT (Барроус и др., 2005) и NICER (Жендро и др., 2016). На поздней стадии вспышки мы запросили специальное срочное наблюдение Chandra (Вайскопф и др., 2000), для того чтобы надежно зарегистрировать источник на низкой светимости.

Данные XRT были обработаны с помощью онлайн-сервиса¹ (Эванс и др., 2007, 2009), предоставленного Институтом Лестера. Были получены кривые блеска в диапазоне энергий 1–10 кэВ и спектры наблюдений, выполненных на стадии затухания вспышки в Photon Counting режиме (после MJD58660).

Данные NICER были обработаны с использованием стандартного ПО из пакета HEASOFT 6.32. Поскольку NICER не позволяет строить прямые изображения, для оценки фона при построении спектров и кривых блеска использовалась модель, основанная на данных о космической погоде. Для всех наблюдений были извлечены кривые блеска в диапазонах 0.5–10 и 1–10 кэВ с высоким временным разрешением (0.05 с). В наблюдениях NICER, полученных в конце вспышки (наблюдения 2200570142–150), темп счета событий от источника становится существенно меньше оценки темпа счета фона. Кроме того, в них перестают детектироваться пульсации. Эти наблюдения не использовались для построения долговременной кривой блеска вспышки.

Данные телескопа Chandra (ObsID: 22285) были обработаны с помощью пакета CIAO 4.12. Спектр источника был извлечен из кружка радиусом $R = 3''$, спектр фона набирался в кольце, центрированном на положении источника, покрывающем область $4'' \leq R \leq 60''$.

Для исследования быстрой переменности лучше всего подходят наблюдения, выполненные прибором PCA обсерватории RXTE (Яхода, 1996), поскольку он обладал значительной собирающей площадью ($\sim 6500 \text{ см}^2$) на энергиях выше 3 кэВ. Были произведены барицентрированные кривые блеска в диапазоне 3–40 кэВ с разрешением в 0.01 с, полученные из небинированных исходных данных (режим GoodXenon), набранных вблизи максимума гигантской вспышки

2003 г. (с 14 по 19 февраля, наблюдения 70068-22-01-00–04).

3. ЭВОЛЮЦИЯ СВЕТИМОСТИ В ХОДЕ ВСПЫШКИ 2019 ГОДА

Чтобы восстановить эволюцию светимости 4U 1901+03, необходимо учесть, что большая доля энергии выделяется на энергиях выше 10 кэВ. Мы использовали результаты спектрального моделирования трех наблюдений, выполненных телескопом NuSTAR, из работы Набизаде и др. (2020) (табл. 3, наблюдения 90502307002, 90502307004, 90501324002). Для данных NICER и Swift/XRT мы рассчитывали болометрические поправки, равные отношению болометрического потока $F_{1-79 \text{ keV}}$, измеренного Набизаде и др. (2020), к темпу счета в диапазоне 1–10 кэВ в ближайшем наблюдении. Для каждого из телескопов все три отношения близки между собой (характерный разброс 10%), что позволяет использовать единый коэффициент для расчета болометрической светимости на протяжении большей части вспышки. Мониторинговые наблюдения плотно покрывают пик и стадию затухания вспышки, единичные отклонения от гладкого профиля эволюции вспышки могут быть вызваны вспышками (Джеймс и др., 2011; Джи и др., 2020), характерная продолжительность которых близка к типичной продолжительности единичных мониторинговых наблюдений. Полученный профиль гигантской вспышки 4U 1901+03 приведен на рис. 1. Также на рис. 1 приведены уровни светимости, при которых ожидается переход в состояние пропеллера для различных напряженностей магнитного поля пульсара — $B = 5 \times 10^{11} \dots 3 \times 10^{12} \text{ Гс}$, в соответствии с формулой (2) из работы Цыганкова (2016а):

$$L_{\text{lim}} \simeq (4 \times 10^{37}) \xi^{7/2} B_{12}^2 P^{-7/3} M_{1.4}^{-2/3} R_6^5 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (1)$$

где B_{12} — напряженность магнитного поля в единицах 10^{12} Гс , P — период вращения в секундах, M — масса нейтронной звезды, выраженная в единицах $1.4 M_{\odot}$, R_6 — радиус НЗ в 10^6 см , а ξ — безразмерный коэффициент, обычно принимаемый равным 0.5 (Филлипова и др., 2017). В настоящей работе мы полагали $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$, $R_{\text{NS}} = 12 \text{ км}$.

После достижения пиковой светимости $\approx 2 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ (здесь и далее расстояние до источника принято равным 12 кпк, Страдер и др., 2019; Тую и др., 2020) начинается медленный спад светимости, соответствующий экспоненциальному затуханию $L(t) \sim e^{-t/\tau}$ с $\tau \approx 53 \text{ д}$. Примерно через три месяца медленный спад светимости сменяется более быстрым, с характерным масштабом $\tau \approx 5 \text{ д}$. Похожая картина наблюдалась также во время гигантской вспышки 2003 г. (Рейг, Милонаки, 2016). Переход от медленно к быстрому затуханию происходит на светимости $4 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$.

¹https://www.swift.ac.uk/user_objects

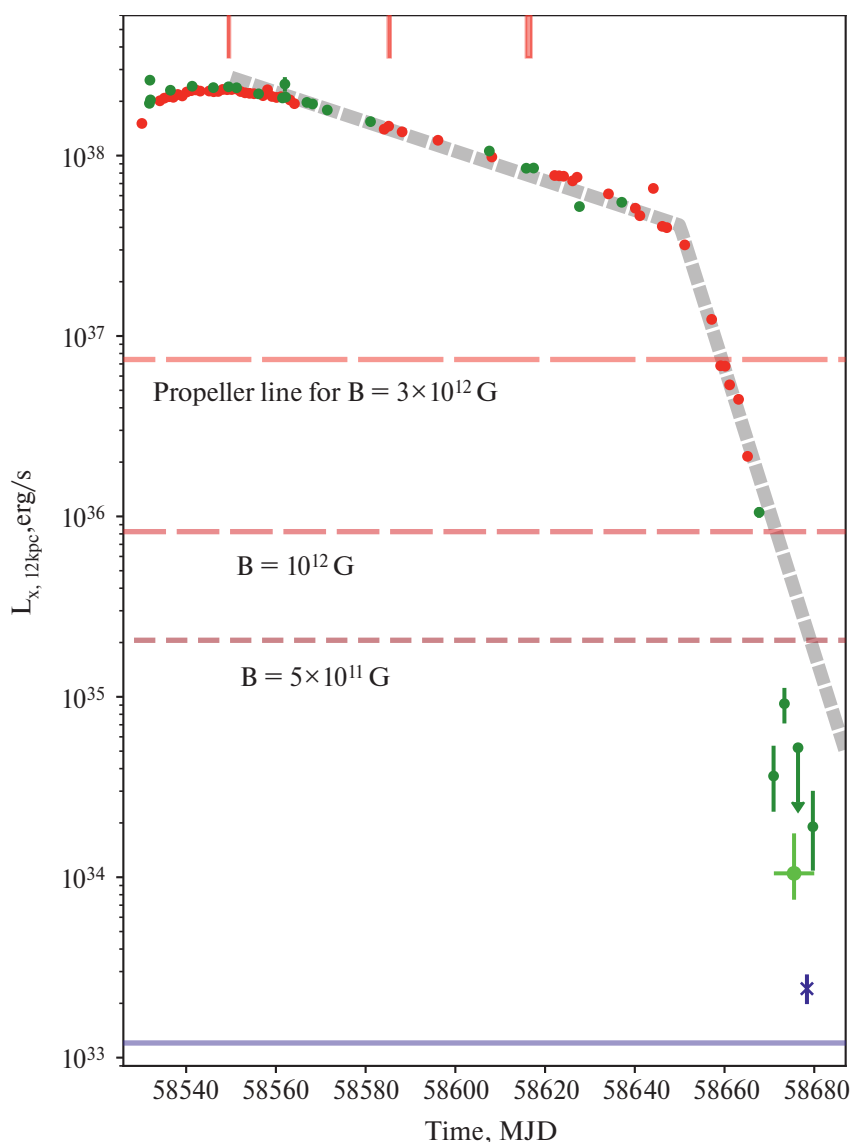


Рис. 1. Профиль вспышки 2019 г. Измерения Swift/XRT (NICER) показаны зелеными (красными) точками. Красные вертикальные линии соответствуют наблюдениям NuSTAR, которые были использованы для определения болометрической поправки. Светло-зеленая (синяя) точка — светимость в конце вспышки, измеренная в предположении чернотельного спектра по данным Swift/XRT (Chandra). Синяя горизонтальная линия соответствует детектированию источника в “выключенном” состоянии. Горизонтальные пунктирные линии указывают на светимости, при которых источник должен переходить в режим “пропеллера” при различных напряженностях магнитного поля НЗ. Серой прерывистой линией показаны экспоненциальные законы с характерными временами затухания $\tau \approx 53$ и $\tau \approx 5$ д.

Можно было бы предположить, что этот слом в кривой блеска соответствует моменту перехода источника в режим “пропеллера”. Однако это не подтверждается: в течение двух недель после начала быстрого затухания, вплоть до MJD58665, NICER уверенно детектирует пульсации от источника, что однозначно указывает на продолжающуюся аккрецию на магнитные полюса НЗ.

Это же подтверждается отсутствием значительной спектральной эволюции, которая наблюдается при переходе в режим “пропеллера” (Цыганков и др., 2016a) — на рис. 2 приведены спектры NICER, полученные до и после слома в кривой блеска (MJD58641

и MJD58662-58665 соответственно). Для описания спектров была использована модель комптонизованного излучения (tbabs(comp tt*gabs)), аналогичная использованной в статье Набизаде и др. (2020). Все параметры, кроме поглощения, нормировки и температуры затравочных фотонов T_0 , были зафиксированы на значениях, измеренных в др. (2020) в ближайшем наблюдении NuSTAR $kT_e = 4.9$ кэВ, $\tau = 5.3$, $E_{\text{gabs}} = 9.0$ кэВ, $\sigma_{\text{gabs}} = 4.4$ кэВ, $\tau_{\text{gabs}} = 0.14$ — для надежного определения этих параметров необходим более широкий энергетический диапазон. Толща колонки нейтрального водорода была зафиксирована на значении $N_{\text{H}} = 2.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, которое пример-

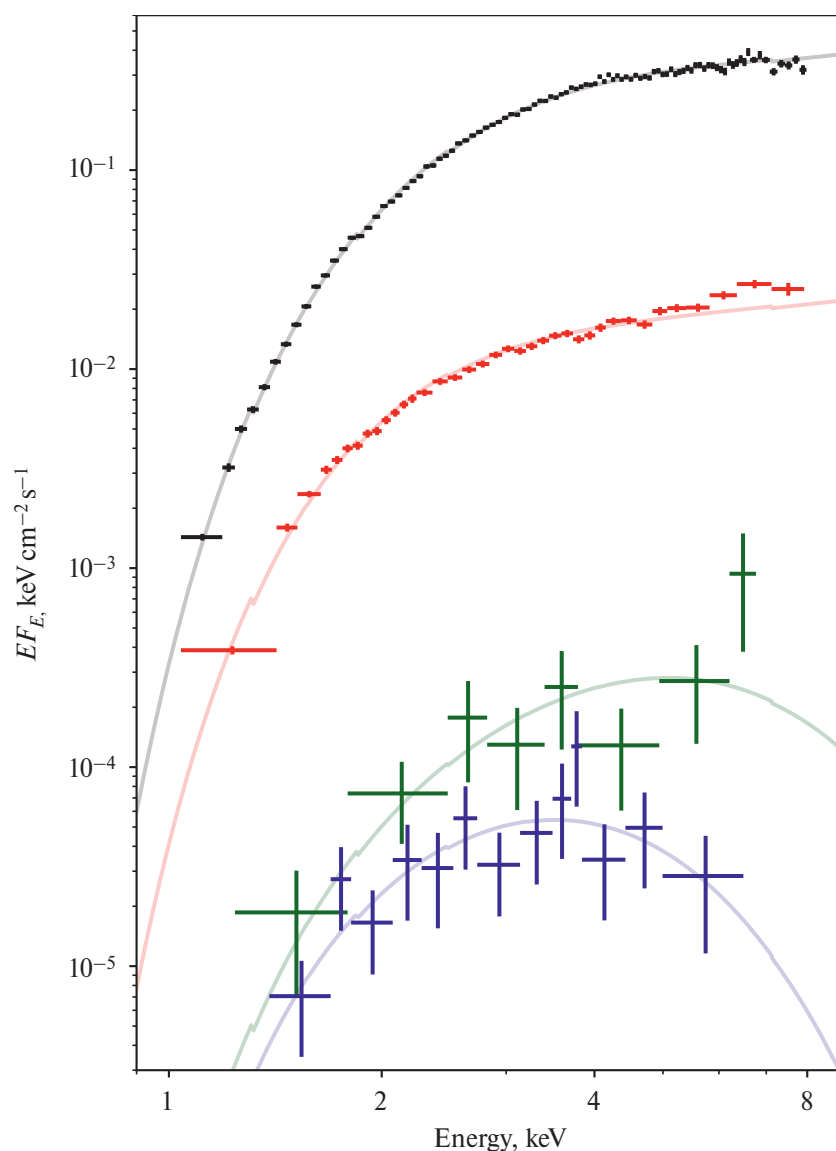


Рис. 2. Рентгеновские спектры 4U 1901+03, полученные телескопом NICER до (MJD58641, черные точки) и после (MJD58662-58665, красные точки) слома в кривой блеска. Зеленым показан спектр, набранный Swift/XRT в течении MJD58670-58680, синим – спектр из глубокого наблюдения Chandra. Тонкими линиями соответствующих цветов показаны модели наилучшей аппроксимации.

но соответствует наблюдаемому в оптическом спектре покраснению, $E(B - V) = 3.5$ (Страдер и др., 2019) (предполагая $A_V = 3.1E(B - V)$ и $N_H = 2.2 \times 10^{21} A_V \text{ см}^{-2}$, Говер, Озил, 2009). Измеренные температуры затравочных фотонов $T_0 = 0.72 \pm 0.01$ и 0.52 ± 0.01 кэВ (для наблюдения до и после слома соответственно) следуют общей зависимости, полученной по данным HXMT (см. рис. 7 в Набизаде и др., 2020) – со снижением потока T_0 также снижается.

Второе резкое снижение потока от источника произошло между MJD58667.5 и 58671, по данным Swift/XRT темп счета от источника упал более чем на порядок. После MJD58667.7 источник наблюдался Swift/XRT четыре раза, из которых один раз не был значимо зарегистрирован. Чтобы точно измерить све-

тимость источника и определить форму его спектра после резкого падения светимости, мы заказали срочное наблюдение Chandra.

На рис. 2 приведены спектры 4U 1901+03, набранные после MJD58667.5, – зелеными точками показан средний спектр по данным Swift/XRT, а синими – по данным Chandra, накопленным во время длительного наблюдения. Оба спектра удовлетворительно описываются моделью поглощенного черного тела с температурами $1.25^{+0.78}_{-0.34}$ кэВ и $0.8^{+0.18}_{-0.12}$ кэВ соответственно. Поглощение также было зафиксировано на уровне $N_H = 2.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Характерный размер излучающей области в обоих случаях порядка $R_{bb} \approx 200$ м. Следует отметить, что недостаток статистики (в спектре Chandra всего около 60 фо-

тонов от источника) не позволяет надежно ограничить форму континуума. Вместо модели черного тела можно использовать, например, простой степенной закон с наклоном $\Gamma = 1.9 \pm 0.6$, который также приемлемо описывает данные. Для определения того, какая модель лучше воспроизводит форму спектра, мы воспользовались тестом Андресона–Дарлинга (Андерсон, Дарлинг, 1954). На основании каждой модели разыгрывалось 10^4 спектров и рассчитывалась доля спектров, для которых проверочная статистика лучше, чем для полученного Chandra спектра. Для модели черного тела эта доля составила 9%, а для степенного закона — 58%. Это указывает на то, что модель чернотельного излучения лучше описывает форму континуума. Болометрические светимости, рассчитанные на основании аппроксимации спектров моделью черного тела, показаны на рис. 1 светло-зеленым (Swift/XRT) и синим цветами (Chandra). Во время наблюдения Chandra светимость источника составила $2.4^{+0.5}_{-0.4} \times 10^{33}$ эрг с^{-1} , что близко к светимости $L_q \approx 10^{33}$ эрг с^{-1} , наблюдавшейся в “выключенном” состоянии в 2009 г. (Гальперн, Левайн, 2019), через шесть лет после гигантской вспышки.

Таким образом, предполагая, что наблюдавшийся около MJD58667.5 резкий спад светимости соответствует переходу в состояние “пропеллера” на светимости $L_{\text{lim}} \approx 10^{36}$ эрг с^{-1} можно оценить величину магнитного поля НЗ в 4U 1901+03 как $B \lesssim 10^{12}$ Гс.

4. БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

Аккрецирующие рентгеновские пульсары демонстрируют сильную переменность рентгеновского потока на всем диапазоне наблюдаемых временных масштабов — от месяцев-лет до долей секунды, эта переменность проявляется в качестве разнообразных особенностей в спектрах мощности (см., например, Беллони, Хасингер, 1990; Рейг, 2008). В соответствии с современными представлениями большая часть переменности в темпе аккреции рождается в аккреционном диске в результате локальных вариаций вязкости (см. Любарский, 1997). Такая переменность темпа аккреции в итоге определяет форму спектра мощности переменности рентгеновского излучения — он описывается степенным законом вплоть до некоторой максимальной частоты f_{br} , после которой наклон степенного закона увеличивается. В аккрецирующих рентгеновских пульсарах эту частоту можно сопоставить или с Кеплеровской частотой f_K на внутренней границе аккреционного диска (Ревнивцев и др., 2009), или с характерной магнитогидродинамической частотой f_d (см. работу Муштукова и др., 2019, и ссылки в ней), причем f_K больше чем f_d в несколько раз.

Для того чтобы оценить внутренний радиус аккреционного диска (и радиус магнитосферы соответственно), нами были использованы данные RXTE,

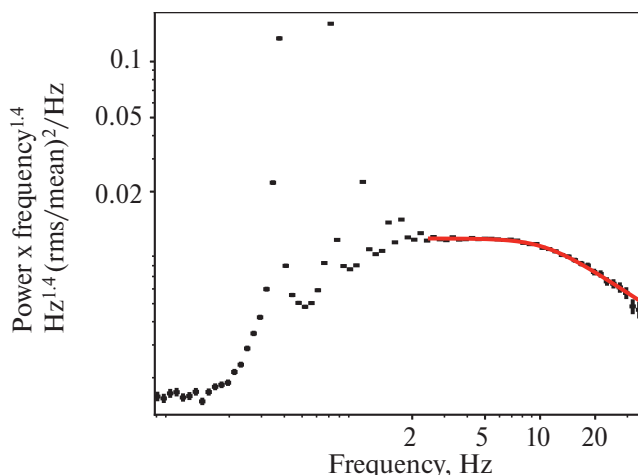


Рис. 3. Спектр мощности 4U 1901+03 в пике вспышки 2003 г. по данным RXTE. Красная линия — наилучшая аппроксимация данных в диапазоне 2.5–50 Гц моделью степенного закона со сломом. Чтобы лучше подчеркнуть наличие слома на высоких частотах, мощность домножена на частоту в степени 1.4, что соответствует наклону спектра до слома.

набранные вблизи максимума гигантской вспышки 2003 г. Полученный спектр мощности с вычтенным Пуассоновским шумом (оцененным как средняя мощность переменности в диапазоне 40–50 Гц) в диапазоне 10^{-2} –50 Гц приведен на рис. 3. Хорошо видно, что кроме пиков в спектре присутствует особенность на частоте ≈ 10 Гц. Мы аппроксимировали спектр мощности на частотах выше 2.5 Гц моделью степенного закона со сломом:

$$P(f) = n f^{\alpha} (1 + (f/f_{\text{br}})^4)^{\beta/4}, \quad (2)$$

где $P(f)$ — мощность переменности на данной частоте f , f_{br} — частота слома в спектре мощности, а α и $\alpha + \beta$ — показатели степенного закона до и после слома соответственно, n — нормировочный коэффициент. Наилучшее соответствие наблюдаемому спектру мощности при показателях $\alpha = 1.39 \pm 0.03$, $\alpha + \beta = 1.95 \pm 0.05$ и частоте слома, равной $f_{\text{br}} = 7.5^{+1.7}_{-1.4}$ Гц.

Мы также аппроксимировали данные более простой моделью степенного закона без слома:

$$P(f) = n f^{\alpha}. \quad (3)$$

Для сравнения моделей были получены постериорные распределения вероятностей их параметров при помощи Монте-Карло расчета Марковской цепи. Полученные постериорные вероятности использовались для сравнения качества моделей на основе информационного критерия Ватанабе–Акаике WAIC (Ватанабе, 2012). Модель со сломом является предпочтительной с $P = 0.9998$. Было бы интересно проследить за эволюцией спектра мощности в ходе вспышки, но, к сожалению, на фазе спада светимости RXTE выполнял только короткие (3–4 кс) и редкие (раз

в 3–4 дня) наблюдения, данных в которых недостаточно для надежного измерения положения высоко-частотного слома.

Поскольку вязкое время пропорционально Кеплеровскому, по положению слома в спектре мощности можно оценить внутренний радиус аккреционного диска r_m (см. Ревнивцев и др., 2009):

$$r_m = \left(\frac{GM_{NS}}{(k_\tau f_{br})^2} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где G – гравитационная постоянная, k_τ – коэффициент указывающий на то, соответствует частота слома Кеплеровской ($k_\tau = 1$) или вязкой ($k_\tau \approx 0.1 - 0.2$). С другой стороны, радиус магнитосферы зависит от магнитного момента НЗ μ и темпа аккреции $\dot{M}$ как

$$r_m = \xi r_a = \xi \left(\frac{\mu^4}{2GM_{NS}\dot{M}^2} \right)^{1/7}. \quad (5)$$

Теперь, предполагая $\xi = 0.5$ и принимая максимальную светимость во вспышке в $L_X = 3.1 \times 10^{38}$ эрг с⁻¹ (Рейг, Милонаки, 2016), мы можем оценить напряженность магнитного поля НЗ в 4U 1901+03 как $B = 4.8 \times 10^{12} k_\tau^{14/12}$ Гц. Если частота слома соответствует Кеплеровской частоте на границе магнитосферы (Ревнивцев и др., 2009), то магнитное поле $B \simeq 4.8 \times 10^{12}$ Гс. С другой стороны, если частота слома соответствует вязкой частоте $k_\tau \approx 0.2$ (Муштуков и др., 2019), то $B \simeq 7.4 \times 10^{11}$ Гс. Это значение совместимо с переходом источника в режим “пропеллера” при светимости $\lesssim 10^{36}$ эрг с⁻¹.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы использовали две методики для оценки напряженности магнитного поля НЗ в 4U 1901+03. По резкому спаду светимости и умягчению спектра можно предположить, что на поздних стадиях вспышки 2019 г. 4U 1901+03 перешла в состояние “пропеллера” при светимости около 10^{36} эрг с⁻¹. Такая критическая светимость соответствует напряженности поля в 10^{12} Гс или меньше. Вплоть до светимостей $\approx 2 \times 10^{36}$ эрг с⁻¹ наблюдаются пульсации, что несовместимо с напряженностями магнитного поля больше $\approx 1.5 \times 10^{12}$ Гс.

В спектре мощности переменности рентгеновского потока в максимуме вспышки 2003 г. наблюдался характерный слом на частоте $f_{br} = 7.5_{-1.4}^{+1.7}$ Гц. Предполагая, что эта характерная частота связана с вязкой частотой на границе магнитосферы, можно получить соответствующую оценку напряженности магнитного поля в 7×10^{11} Гс.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов благодарит команду телескопа Chandra за оперативно выполненные наблюдения.

В работе были использованы данные, подготовленные центром данных Swift Соединенного Королевства при Университете Лестера. Авторы признательны рецензенту за внимательное прочтение статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ № 075-15-2024-647.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алпар, Шахам (M.A. Alpar and J. Shaham), *Nature* **316**(6025), 239 (1985).
2. Андерсон, Дарлинг (T.W. Ander and D.A. Darling), *J. Am. Statistical Association* **49**(268), 765 (1954).
3. Барроус и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005).
4. Беккер и др. (P.A. Becker, D. Klochkov, G. Schönherr, O. Nishimura, C. Ferrigno, I. Caballero, et al.), *Astron. Astrophys.* **544**, A123 (2012).
5. Беллони, Хасингер (T. Belloni and G. Hasinger), *Astron. Astrophys.* **230**, 103 (1990).
6. Бери и др. (A. Beri, T. Girdhar, N.K. Iyer, and C. Maitra), *MNRAS* **500**(1), 1350 (2021).
7. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, H.D. Tananbaum, L.P. Van Speybroeck, and S.L. O'Dell), *Chandra X-ray Observatory (CXO): overview*, Vol. 4012 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Ser., p. 2–16 (2000).
8. Ватанабе (S. Watanabe), *J. Machine Learn. Res.* **14** (2012).
9. Гальперн, Левайн (J.P. Halpern and A.M. Levine), *Astron. Telegram* 12519 (2019).
10. Герельс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K.O. Mason, J.A. Nousek, A.A. Wells, et al.), *Astrophys. J.* **611**, 1005 (2004).
11. Гош, Лэмб (P. Ghosh and F.K. Lamb), *Astrophys. J.* **234**, 296 (1979).
12. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, D. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, et al.), *MNRAS* **478**, 651 (2018).
13. Гэлловэй и др. (D.K. Galloway, Z. Wang, and E.H. Morgan), *Astrophys. J.* **635**, 1217 (2005).
14. Гювер, Озил (T. Güver and F. Özel), *MNRAS* **400**(4), 2050 (2009).
15. Джеймс и др. (M. James, B. Paul, J. Devasia, and K. Indulekha), *MNRAS* **410**(3), 1489 (2011).
16. Жи и др. (L. Ji, L. Ducci, A. Santangelo, S. Zhang, V. Suleimanov, S. Tsygankov, et al.), *MNRAS* **493**(4), 5680 (2020).
17. Ди Сальво и др. (T. Di Salvo, L. Burderi, N.R. Robba, and M. Guainazzi), *Astrophys. J.* **509**(2), 897 (1998).
18. Дорошенко и др. (V. Doroshenko, A. Santangelo, I. Kreykenbohm, and R. Doroshenko), *Astron. Astrophys.* **540**, L1 (2012).

19. Жендро и др. (K.C. Gendreau, Z. Arzoumanian, P.W. Adkins, C.L. Albert, J.F. Anders, A.T. Aylward, et al.), *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 9905 of Proc. of the SPIE, p. 99051H (2016).
20. Илларионов, Сюняев (A.F. Illarionov and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **39**, 185 (1975).
21. Кампана и др. (S. Campana, L. Stella, G.L. Israel, A. Moretti, A.N. Parmar, and M. Orlandini), *Astrophys. J.* **580**, 389 (2002).
22. Кампана и др. (S. Campana, L. Stella, S. Mereghetti, and D. de Martino), *Astron. Astrophys.* **610**, A46 (2018).
23. Кеннеа и др. (J.A. Kennea, H.A. Krimm, K.L. Page, and A. Tohuvaohu), *GRB Coordinates Network* **23882**, 1 (2019).
24. Кобурн и др. (W. Coburn, W.A. Heindl, R.E. Rothschild, D.E. Gruber, I. Kreykenbohm, J. Wilms, et al.), *Astrophys. J.* **580(1)**, 394 (2002).
25. Корбет (R.H.D. Corbet), *MNRAS* **220**, 1047 (1986).
26. и и др. (J.B. Coley, F. Fuerst, P. Hemphill, P. Kretschmar, K. Pottschmidt, G.K. Jaisawal, et al.), *Astron. Telegram* **12684**, 1 (2019).
27. Лутовинов и др. (A. Lutovinov, S. Tsygankov, and M. Chernyakova), *MNRAS* **423**, 1978 (2012).
28. Лутовинов и др. (A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, R.A. Krivosos, S.V. Molokov, and J. Poutanen), *Astrophys. J.* **834**, 209 (2017).
29. Лэмб и др. (F.K. Lamb, C.J. Pethick, and D. Pines), *Astrophys. J.* **184**, 271 (1973).
30. Любарский (Y.E. Lyubarskii), *MNRAS* **292**, 679 (1997).
31. МакКоллум, Лэйн (B. McCollum and S. Laine), *Astron. Telegram* 12560 (2019).
32. Мацуока и др. (M. Matsuoka, K. Kawasaki, S. Ueno, H. Tomida, M. Kohama, M. Suzuki, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, 999 (2009).
33. Мереминский и др. (I.A. Mereminskiy, A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, A.N. Semena, and A.E. Shtykovskiy), *Astron. Telegram* **12514**, 1 (2019).
34. Мольков и др. (S. Molokov, A. Lutovinov, and S. Grebenev), *Astron. Astrophys.* **411**, L357 (2003).
35. Муштуков, Цыганков (A. Mushtukov and S. Tsygankov), *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, p. 138 (2023).
36. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), *MNRAS* **447(2)**, 1847 (2015).
37. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, G.V. Lipunova, A. Ingram, S.S. Tsygankov, J. Mönkönen, and M. van der Klis), *MNRAS* **486(3)**, 4061 (2019).
38. Набизаде и др. (A. Nabizadeh, S.S. Tsygankov, L. Ji, V. Doroshenko, S.V. Molokov, Y. Tuo, et al.), *arXiv e-prints* p. arXiv:2005.14555 (2020).
39. Накажима и др. (M. Nakajima, H. Negoro, T. Mihara, M. Serino, A. Sakamaki, W. Maruyama, et al.), *Astron. Telegram* 12498 (2019).
40. Оказаки, Негуруэла (A.T. Okazaki and I. Negueruela), *Astron. Astrophys.* **377**, 161 (2001).
41. Патруно, Уоттс (A. Patruno and A.L. Watts), T.M. Belloni, M. M'endez, and C. Zhang (eds.), *Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions*, Vol. 461 of *Astrophysics and Space Science Library*, p. 143–208 (2021).
42. Прингл, Рис (J.E. Pringle and M.J. Rees), *Astron. Astrophys.* **21**, 1 (1972).
43. Ревнивцев и др. (M. Revnivtsev, E. Churazov, K. Postnov, and S. Tsygankov), *Astron. Astrophys.* **507**, 1211 (2009).
44. Рейг, Милонаки (P. Reig and F. Milonaki), *Astron. Astrophys.* **594**, A45 (2016).
45. Рейг (P. Reig), *Astron. Astrophys.* **489**, 725 (2008).
46. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
47. Страдер и др. (J. Strader, L. Chomiuk, S. Swihart, and E. Aydi), *Astron. Telegram* 12554 (2019).
48. Тью и др. (Y.L. Tuo, L. Ji, S.S. Tsygankov, T. Mihara, L.M. Song, M.Y. Ge, et al.), *J. High Energy Astrophys.* **27**, 38 (2020).
49. Филиппова и др. (E.V. Filippova, S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, and R.A. Sunyaev), *Astron. Lett.* **31**, 729 (2005).
50. Филиппова и др. (E.V. Filippova, I.A. Mereminskiy, A.A. Lutovinov, S.V. Molokov, and S.S. Tsygankov), *Astron. Lett.* **43(11)**, 706 (2017).
51. Форман и др. (W. Forman, C. Jones, and H. Tananbaum), *Astrophys. J. (Lett.)* **206**, L29 (1976).
52. Хемфил и др. (P. Hemphill, J. Coley, F. Fuerst, P. Kretschmar, M. Kuehnel, C. Malacaria, et al.), *Astron. Telegram* 12556 (2019).
53. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V. Suleimanov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **593**, A16 (2016a).
54. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, and J. Poutanen), *MNRAS* **457**, 1101 (2016b).
55. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), *MNRAS* **487(1)**, L30 (2019a).
56. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), *MNRAS* **487(1)**, L30 (2019b).
57. Штрауберт и др. (R. Staubert, J. Trümper, E. Kendziorra, D. Klochko, K. Postnov, P. Kretschmar, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A61 (2019).
58. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, L.G. Tyler, J.P. Osborne, M. R. Goad, et al.), *Astron. Astrophys.* **469(1)**, 379 (2007).
59. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).
60. Яхода (K. Jahoda, J.H. Swank, A.B. Giles, M.J. Stark, T. Strohmayer, W.W. Zhang, et al.), *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*, Vol. 2808, p. 59–70, *Inter. Soc. for Optics and Photonics* (1996).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АККРЕЦИИ И ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ЭКСТИНКЦИИ КАК ПРИЧИНА НЕОБЫЧНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ WTTS ЗВЕЗДЫ V715 PER

© 2024 г. В. П. Гринин^{1*}, И. С. Потравнов^{2,3}, М. В. Еселевич³, Н. В. Ефимова¹,
О. Ю. Барсунова¹, С. Ю. Шугаров^{4,5}, Г. А. Борман⁶

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

⁴ Астрономический институт им. П.К. Штерберга

Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵ Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, Tatranska Lomnitsa, Slovakia

⁶ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 21.10.2024 г.

После доработки 27.10.2024 г.; принята к публикации 12.11.2024 г.

Представлены новые результаты фотометрического и спектрального мониторинга WTTS звезды V715 Per, расположенной в молодом скоплении IC 348 и демонстрирующей комплексный характер переменности. Показано, что переменность эквивалентной ширины эмиссионной линии Na модулирована с периодом осевого вращения звезды и находится в противофазе с изменениями блеска. Это служит подтверждением ранее предложенной модели фотометрической переменности V715 Per, основанной на переменной околозвездной экстинкции во внутреннем диске на радиусе коротации. По нашим оценкам, радикальная смена характера переменности, произошедшая после 2010 г., с большой вероятностью обусловлена изменениями темпа аккреции в системе. Новые данные фотометрии показали завершение продолжительного ослабления блеска, наблюдавшегося у звезды в период 2017–2023 гг. и вызванного затмением протяженной пылевой структурой во внешних областях диска. Уточненный период малоамплитудной компоненты переменности составил 5.22^d и показал стабильность на протяжении всего ряда наблюдений.

Ключевые слова: звезды Т Тельца, фотометрическая и спектральная переменность, внутренние области диска, аккреция, околозвездная экстинкция.

DOI: 10.31857/S0320010824100037, EDN: NBNWXZ

ВВЕДЕНИЕ

К звездам типа Т Тельца относятся молодые солнцеподобные звезды, находящиеся на стадии эволюции до Главной Последовательности (Петров, 2003). Звезды Т Тельца окружены газопылевыми протопланетными дисками, вещество которых аккрецирует на звезду. Наличие у звезд этого типа крупномасштабных магнитных полей напряженностью $\sim 10^3$ Гс обуславливает взаимодействие их дисков с родительской звездой в режиме магнитосферной аккреции (Бувье и др., 2007; Хартманн и др., 2016). В зависимости от темпа аккреции и ее наблюдательных проявлений звезды типа Т Тельца подразделяются на классические (CTTS) и так называемые weak-line (WTTS) — объекты на стадии диссипации внутренних областей диска и, соответственно, с ослабленными аккреционными маркерами. Присутствие на поверхности звезд Т Тельца холодных магнитных и горячих аккреционных пятен, а также эффекты переменной околозвездной эк-

стинкции обуславливают сложный характер их фотометрической переменности.

Помимо непериодических изменений блеска, вызванных прохождением на луче зрения динамически нестабильных короткоживущих пылевых структур во внутренних областях аккреционных дисков, у звезд типа Т Тельца наблюдается переменность, модулированная с периодом осевого вращения звезды. Она может быть вызвана как вращением запятанной звездной поверхности (Хербст и др., 1994), так и периодическим экранированием звезды внутренним краем аккреционного диска, неосесимметрично возмущенным наклонной магнитосферой (так называемый эффект AA Tau, Бувье и др., 1999). Важно отметить, что благодаря низкой светимости звезд типа Т Тельца крупная пыль может выживать в непосредственной близости звезды и увлекаться аккрецирующим газом внутрь магнитосферы и аккреционных колонок (Нагель, Бувье, 2019, 2020), увеличивая эффективный вертикальный масштаб диска на границе магнитосферы и, соответственно, околозвездную экстинкцию.

*Электронный адрес: vgcrao@mail.ru

Таким образом, у звезд типа Т Тельца следует ожидать связь между вариациями темпа аккреции и изменениями околозвездной экстинкции. Их кривые блеска могут служить для диагностики эффектов взаимодействия пылевой компоненты диска и магнитосферы. Однако для однозначной интерпретации данных наблюдений и отождествления конкретного механизма переменности, помимо фотометрии, необходимо также контролировать уровень аккреционной активности по данным спектроскопии.

В рамках программы фотометрического мониторинга молодого скопления IC 348 (Барсунова и др., 2015, 2016, 2022) были получены многолетние (на интервале 15–20 лет) кривые блеска звезд типа Т Тельца, показавшие большое разнообразие и комбинации различных типов переменности. Одной из наиболее удивительных кривых блеска обладает звезда V715 Per. Подробное исследование и интерпретация ее переменности представлено в работе Гринина и др. (2018). V715 Per (спектр K6e, $I \approx 13^m$) принадлежит к подклассу WTTS (Гринин и др., 2018). У звезды наблюдалась двухкомпонентная переменность блеска: алголеподобные минимумы (переменность типа UX Ori), резко прекратившиеся в 2011 г., а также периодическая компонента ($P \approx 5.23^d$) с изменяющейся амплитудой. Интерпретация, предложенная в статье Гринина и др. (2018), состоит в том, что вариации темпа аккреции в системе приводят к изменению геометрических условий экранирования звезды пылью. Так, алголеподобные минимумы обусловлены высоким темпом аккреции, приводящим к появлению дополнительного пылевого вещества вблизи звезды. Моделирование показало, что за алголеподобные минимумы, действительно, может быть ответственна пыль, проникающая в магнитосферу (Нагель, Бувье, 2020). Уменьшение темпа аккреции приводит к прекращению алголеподобных минимумов. В свою очередь, малоамплитудная периодическая компонента представляет собой переменность типа AA Tau. В рамках этого сценария увеличение амплитуды колебаний блеска, отмеченное после 2011 г., согласуется с увеличением радиуса магнитосферы вследствие уменьшения темпа аккреции. В результате, вертикальный масштаб пылевого диска на границе с магнитосферой увеличивается и приводит к более эффективному экранированию звезды и росту фотометрической амплитуды. Наблюдения в последующих сезонах 2018–2021 гг. (Барсунова и др., 2022) показали продолжение роста амплитуды периодической компоненты переменности в согласии с предложенной моделью, но также обнаружили заметное понижение среднего уровня яркого состояния звезды, начавшееся в 2017 г.

Для подтверждения механизма фотометрической переменности V715 Per, предложенного Грининым и др. (2018), необходимы также данные спектральных наблюдений, позволяющие оценить уровень аккреционной активности звезды в различные эпохи.

Прежние спектральные наблюдения V715 Per носили эпизодический характер, в литературе приводятся единичные оценки эквивалентной ширины эмиссионной линии H α (Хербиг, 1998; Луман и др., 1998; Дам, 2008). Нами был проведен спектральный мониторинг V715 Per на интервале двух лет, покрывающий все фазы осевого вращения звезды. В настоящей статье обсуждаются полученные результаты, а также представляются новые данные фотометрических наблюдений, полученных после 2021 г. Обсуждаются дополнительные детали на обобщенной кривой блеска.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Спектральные наблюдения V715 Per проводились на Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН (ССО) в период с декабря 2021 г. по декабрь 2023 г. с помощью 1.6-м. телескопа АЗТ-33ИК, оснащенного спектрографом низкого разрешения ADAM (Буренин и др., 2016; Афанасьев и др., 2016). Длиннощелевые спектры с номинальным разрешением $R \approx 1200$ ($\Delta\lambda \approx 3.6 \text{ \AA/pix}$) были получены в диапазоне $\Delta\lambda \approx 6400\text{--}10\,000 \text{ \AA}$ с использованием гризмы VPGH600R (600 штр./мм) и с щелью шириной $1.5''$ в проекции на небесную сферу. Спектры регистрировались с помощью CCD детектора на основе чипа E2V с размером пикселя 26 мкм и форматом кадра 1024×256 . Обычно каждую наблюдательную ночь получались 3–4 кадра со спектром объекта с экспозицией 600^s , которые затем суммировались при обработке. Итоговая величина отношения сигнала к шуму составляла $S/N \approx 20\text{--}80$ (на 1 pix) в зависимости от погодных условий.

Каждую ночь также получался полный набор калибровочных кадров, включавший кадры темного тока (bias), кадры кварцевой лампы для коррекции плоского поля и спектр калибровочной Ne–Ar лампы для привязки шкалы длин волн. Для абсолютной спектрофотометрической калибровки также квазисинхронно получались спектры звезды–стандарта G191–B2B.

Обработка спектров выполнялась с помощью стандартной методики в пакете IRAF. Процедура включала в себя комбинирование кадров, коррекцию темного тока и деление изображений на нормализованное плоское поле. Привязка к шкале длин волн, идентификация положения спектра на кадре, определение области фона и экстракция одномерного изображения выполнялись с помощью инструментов контекста *longslit*. В ходе спектрофотометрической калибровки на основе спектров стандартов определялась кривая спектральной чувствительности, которая корректировалась за атмосферную экстинкцию и затем применялась к спектрам объекта.

За указанный период V715 Per наблюдалась в течение 49 различных ночей. Из них четыре наблюдатель-

ных сета имели продолжительность 5–7 ночей, близкую к периоду осевого вращения звезды.

В дополнение к спектральным наблюдениям продолжался фотометрический мониторинг V517 Per, проводимый на телескопе АЗТ-8 (0.7 м) Крымской астрофизической обсерватории с помощью ПЗС-камеры AP7p (511 × 511 пикселей, размер пикселя 24 × 24 мкм), и на телескопах G1 (0.5 м) и G2 (0.6 м) Словацкой Академии Наук (Tatranska Lomnica) с помощью ПЗС камер ST10–XME (2184 × 1472 пикселей, размер пикселя 6.8 мкм) и FLIML3041 (2048 × 2048 пикселей, размер пикселя 15 × 15 мкм) соответственно. Наблюдения проводились в трех оптических фотометрических полосах v, r, i и приводились к фотометрической системе Johnson–Cousins V, R_c, I_c (далее для краткости индекс “с” мы будем опускать). Для первого сета наблюдений на телескопе G1 + ST10–XME (2009–2010 гг.) с целью согласования нуля-пункта фотометрических систем в каждой полосе была введена поправка к стандартным величинам, рассчитанная как разность между средней звездной величиной по данным наблюдениям и средней звездной величиной для этого же сезона по наблюдениям на АЗТ-8.

Измерения блеска звезд выполнялись методом апертурной дифференциальной фотометрии с использованием в качестве стандартов звезд того же скопления H139, H205 и H210, характеризующихся наиболее стабильным фотометрическим поведением. Средняя точность фотометрии составляет 0.04^m в полосе V и около 0.03^m в полосах R и I .

РЕЗУЛЬТАТЫ

Кривая блеска V715 Per и уточнение периода малоамплитудной компоненты фотометрической переменности

Новые данные фотометрии, полученные в 2021–2024 гг., продолжают кривую блеска V715 Per, опубликованную в работах Барсуновой и др. (2022) и Гринина и др. (2018). Из сводной кривой блеска, представленной на рис. 1, видно, что за период наших оптических наблюдений с 2003 г. V715 Per продемонстрировала различные типы переменности. До минимума в ноябре 2010 г. (JD ~ 2455500) кривая блеска V715 Per сочетала алголеподобные ослабления блеска с нарастающей амплитудой и малоамплитудную периодическую переменность с характерной амплитудой $\Delta I \sim 0.05^m$, $\Delta R \sim 0.1^m$, $\Delta V \sim 0.2^m$. Перед самым глубоким минимумом 2010 г. произошло постепенное ослабление среднего уровня яркого состояния звезды, особенно хорошо заметное в полосе V . После минимума 2010 г. наблюдалось постепенное увеличение среднего уровня яркого состояния на величину $\sim 0.2^m$, одинаковую для всех трех фильтров. Также увеличилась амплитуда периодических колебаний блеска.

Указанные выше особенности фотометрической активности звезды уже были отмечены ранее в статье Гринина и др. (2018). Новым элементом кривой блеска звезды является неглубокий ($\Delta I \sim 0.2^m$) минимум, начавшийся в декабре 2016 г. и продолжавшийся около 6 лет. Он наблюдался на фоне периодических колебаний блеска с амплитудой $\Delta I \sim 0.3^m$. На момент последних наблюдений в 2024 г. амплитуда периодической переменности оставалась постоянной на уровне максимальных значений, достигнутых в 2016 г.

Построенные диаграммы цвет–величина (рис. 2) для периодов до максимума 2016 г. и во время продолжительного минимума показывают разный наклон цветовых треков: во время минимума он немного круче, чем до него. Это указывает на то, что за ослабление блеска звезды во время этого минимума 2017–2023 гг. ответственна более крупная пыль, нежели за переменность предыдущих лет.

По новому массиву данных мы также уточнили период переменности, связанной с осевым вращением звезды. Для этого из наблюдений были исключены точки, соответствующие алголеподобным минимумам. Из полученного массива был вычтен тренд, полученный двойным усреднением (см. ниже рис. 6 в Приложении). Периодограмма, рассчитанная по методу Ломба–Скэргла, показала максимум, соответствующий периоду $P = 5.220^d$ (вероятность ложной тревоги $FAP < 0.001$) (см. ниже рис. 7, Приложение)¹.

В предыдущих работах (Барсунова и др. (2022) и (Гринин и др., 2018) был приведен период 5.23^d . Однако он был найден по меньшему массиву данных. Кроме того, в 2003–2010 гг. фазовое изменение блеска звезды имело небольшую амплитуду (рис. 3). Это могло оказать влияние на предыдущую оценку периода. Благодаря уточненному периоду, мы выяснили, что никакого сдвига фазовой кривой, о котором сообщалось в статье Барсуновой и др. (2022), не наблюдается. После минимума 2010 г. фазовые кривые разных сезонов хорошо коррелируют между собой.

Переменность линии H α

На основе полученных спектрограмм V715 Per мы провели измерения эквивалентной ширины (EW) эмиссионной линии H α . Измерения проводились на спектрах, нормированных относительно уровня континуума. Эквивалентная ширина вычислялась прямым интегрированием профиля эмиссионной линии. Оценка ошибки измерений EW была выполнена с использованием подхода (Вольман и Эверсберг, 2006), где стандартное отклонение измерения определяется как:

$$\sigma(EW) = \sqrt{1 + \frac{F}{F_c} \frac{\Delta\lambda - EW}{S/N}}, \quad (1)$$

¹Заметим, что значение периода 5.22^d приводится также в статье Нордхаген и др. (2006). Предложенная этими авторами модель переменности звезды отличается от представленной в нашей статье: они предполагают, что периодические колебания блеска V715 Per обусловлены поверхностной неоднородностью звезды.

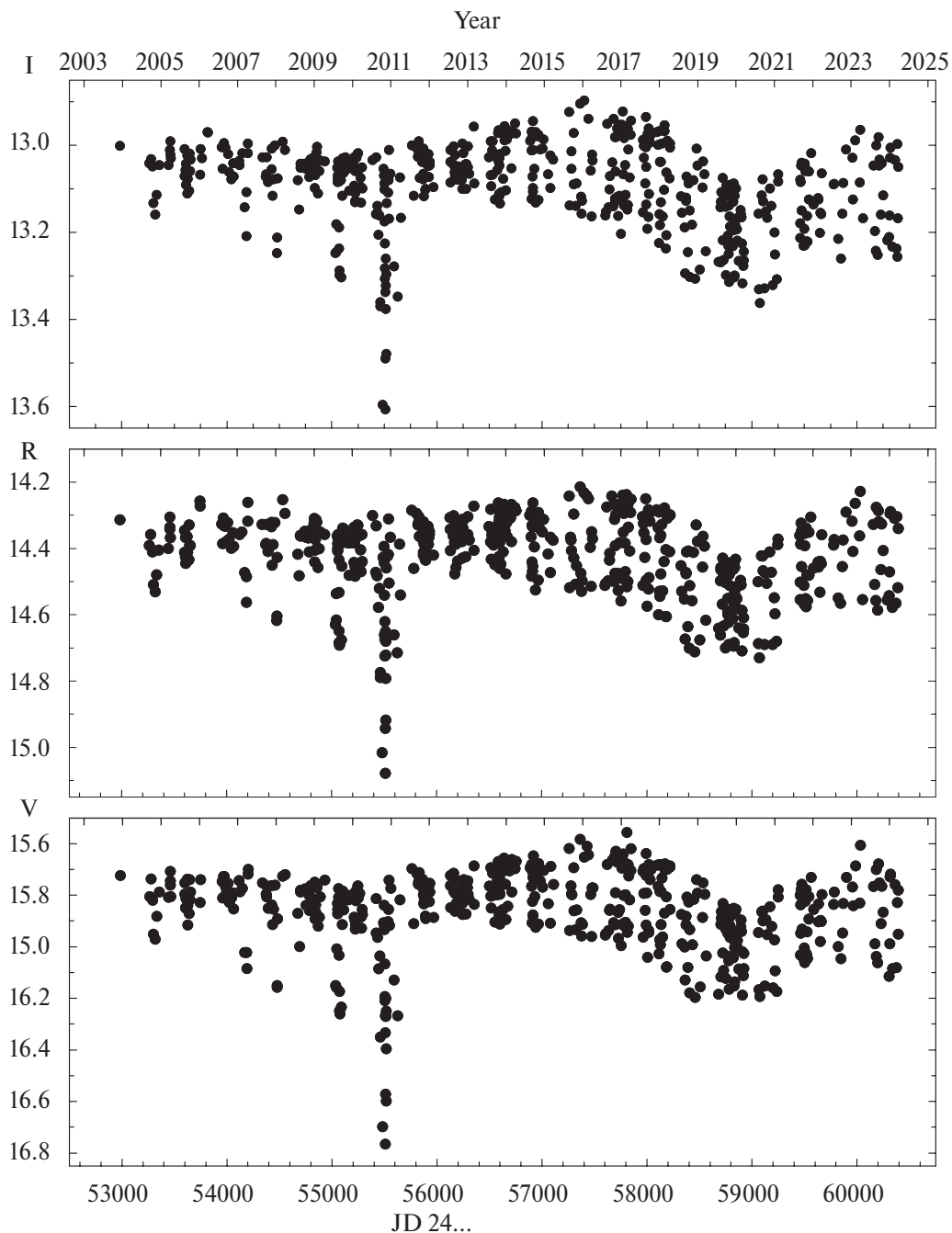


Рис. 1. Кривая блеска V715 Per в полосах V, R, I.

здесь F и F_c — потоки в линии и континууме соответственно, $\Delta\lambda$ — интервал длин волн, занимаемый эмиссионной линией.

На рис. 4 представлены результаты измерений $EW(H\alpha)$ вместе с тремя значениями, полученными ранее в статьях Хербига (1998), Луман и др. (1998); Дам (2008). Последнее из этих трех наблюдений, выполненное в 2006 г. Дамом (2008), пришлось на временной интервал, в котором у звезды начались алгоподобные минимумы блеска с нарастающей амплитудой. Значение $EW(H\alpha) = 8.03 \text{ \AA}$ в этот момент оказалось в несколько раз больше по сравнению с двумя

более ранними наблюдениями Хербига (1998) и Луман и др. (1998). На основании этого Гринин и др. (2018) предположили, что в интервале времени между этими наблюдениями у звезды повысился темп аккреции. Как следует из рис. 4, новые спектральные наблюдения, выполненные в 2021–2023 гг., подтверждают это предположение: среднее значение $EW(H\alpha)$ за этот период оказалось в несколько раз меньше по сравнению с наблюдениями в 2006 г.

На рис. 5 представлена фазовая кривая вариаций $EW(H\alpha)$. Для вычисления фаз использовалась эфемерида $JD(\text{max.light}) = 2459563.341 + 5.22 \times E$ и

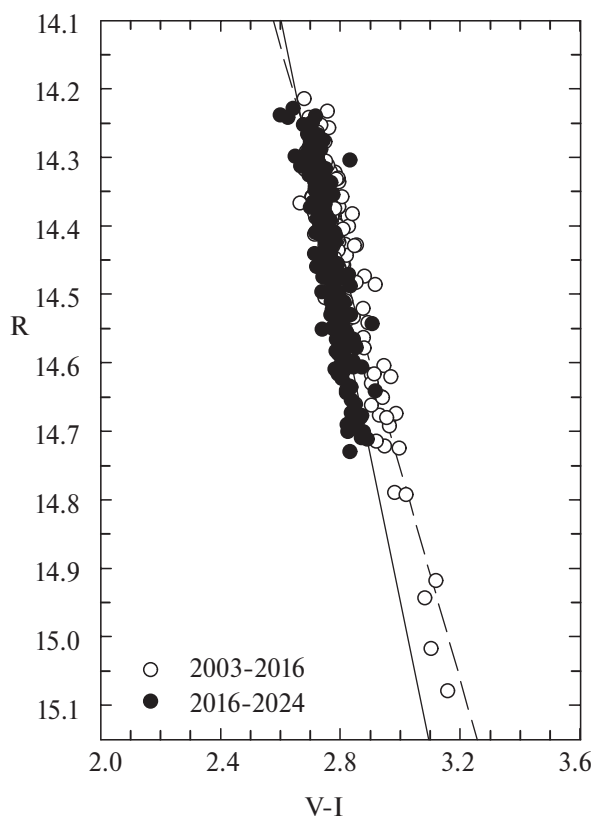


Рис. 2. Диаграмма цвет—величина для двух фрагментов кривой блеска: до максимума 2016 г. (штриховая линия, открытые кружки) и после (сплошная линия, заполненные кружки). Прямыми линиями показан наклон цветových треков. Коэффициент корреляции Пирсона составляет 0.86 и 0.75 соответственно.

уточненный период $P = 5.22^d$ (см. предыдущий раздел). В качестве начального момента был выбран максимум фотометрического блеска V715 Per в полосе I по данным наблюдений 2021–2023 гг. На рисунке ясно видна переменность $EW(H\alpha)$ на временном масштабе нескольких суток, превышающая ошибки измерений и модулированная с периодом осевого вращения звезды. Характерной особенностью является наличие среднего уровня эмиссии в $H\alpha$, соответствующего $EW(H\alpha) \approx 2.7 \text{ \AA}$. В диапазоне фаз $\phi = 0.2\text{--}0.6$ систематически наблюдается увеличение эквивалентной ширины линии: $EW(H\alpha) \approx 3.7 \text{ \AA}$. В отдельные ночи были получены еще большие значения вплоть до $EW(H\alpha)_{\max} = 6.4 \text{ \AA}$, наблюдавшееся 16.01.2022. Следует заметить при этом, что ни одно из наших измерений не превысило величины $EW(H\alpha) = 8.03 \text{ \AA}$, полученной Дамом (2008). Остальные два исторических измерения $EW(H\alpha) \approx 2.0 \text{ \AA}$ (Хербиг, 1998) и $3.6 \text{ \AA}$ (Луман и др., 1998) находятся в пределах наблюдавшихся нами значений. Интересно проследить поведение $EW(H\alpha)$ на спектрах, полученных в последовательные ночи для нескольких вращательных циклов. Такие последовательности спектров были получены нами, например, в периоды 25.03–

30.03.2022 и 28.11–3.12.2023. В обоих случаях в указанном выше интервале фаз были отмечены повышенные значения $EW(H\alpha)$. В то же время наличие на графике точек, соответствующих “фоновому” значению $EW(H\alpha)$, означает, что увеличение эквивалентной ширины линии $H\alpha$ в диапазоне фаз $\phi = 0.2\text{--}0.6$ не является переменным, а носит статистический характер.

Сравнение фазовой кривой изменений $EW(H\alpha)$ с фазовой кривой блеска в полосе I , имеющей квазисинусоидальный характер и также приведенной на рис. 5, показывает явную антикорреляцию между эквивалентной шириной линии $H\alpha$ и блеском звезды. При этом самые сильные изменения $EW(H\alpha)$ происходят на фазе падения блеска. Возвращение эквивалентной ширины линии к нормальному состоянию происходит быстрее, чем рост блеска до максимального значения. Сходный эффект также наблюдался у AA Tau (Донати и др., 2010).

Аккреционная активность V715 Per

Используя результаты спектральных наблюдений, мы сравнили уровень аккреционной активности в эпоху глубоких алголеподобных минимумов (до 2011 г.) и в текущую эпоху, когда наблюдается в основном периодическая компонента блеска. Для этих оценок мы использовали также эмпирическую зависимость светимости в линии $L_{H\alpha}$ от аккреционной светимости L_{acc} (Фанг и др., 2009). Светимость в линии связана с определяемой из наблюдений эквивалентной шириной $EW(H\alpha)$ как $L_{H\alpha} = 4\pi D^2 F_C EW(H\alpha)$. Здесь $D = 334 \text{ пк}$ (Gaia Collaboration, 2023) – расстояние до звезды, а F_C – поток в континууме в окрестности линии $H\alpha$, который определялся из соответствующей модели атмосферы из сетки MARCS (Густавсон и др., 2008). Темп аккреции $\dot{M}_{\text{acc}}$ выражается через аккреционную светимость как:

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \frac{L_{\text{acc}} R_*}{GM_*} \left(1 - \frac{R_*}{R_m}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где R_* , M_* – радиус и масса звезды соответственно, а R_m – радиус магнитосферы звезды. Для аккрецирующих звезд типа Т Тельца в хорошем приближении можно считать радиус магнитосферы совпадающим с радиусом коротации $R_{\text{cor}} = (GM_*/\omega^2)^{1/3}$. Подставляя фундаментальные параметры V715 Per $R_* = 2.27 R_\odot$, $M_* = 0.7 M_\odot$ из работы (Роман-Зунига и др., 2023) (находящиеся в хорошем согласии со сводкой параметров из статьи Гринина и др., 2018), получаем радиус коротации $R_{\text{cor}} \equiv R_m \approx 5 R_*$.

Для двух значений эквивалентной ширины линии $H\alpha$: $EW(H\alpha) = 8.03 \text{ \AA}$, полученного Дамом (2008) в эпоху, когда у звезды наблюдались алголеподобные минимумы, и среднего значения $EW(H\alpha) = 2.7 \text{ \AA}$ по нашим наблюдениям на ССО в текущую эпоху – мы получили значения аккреционной светимости

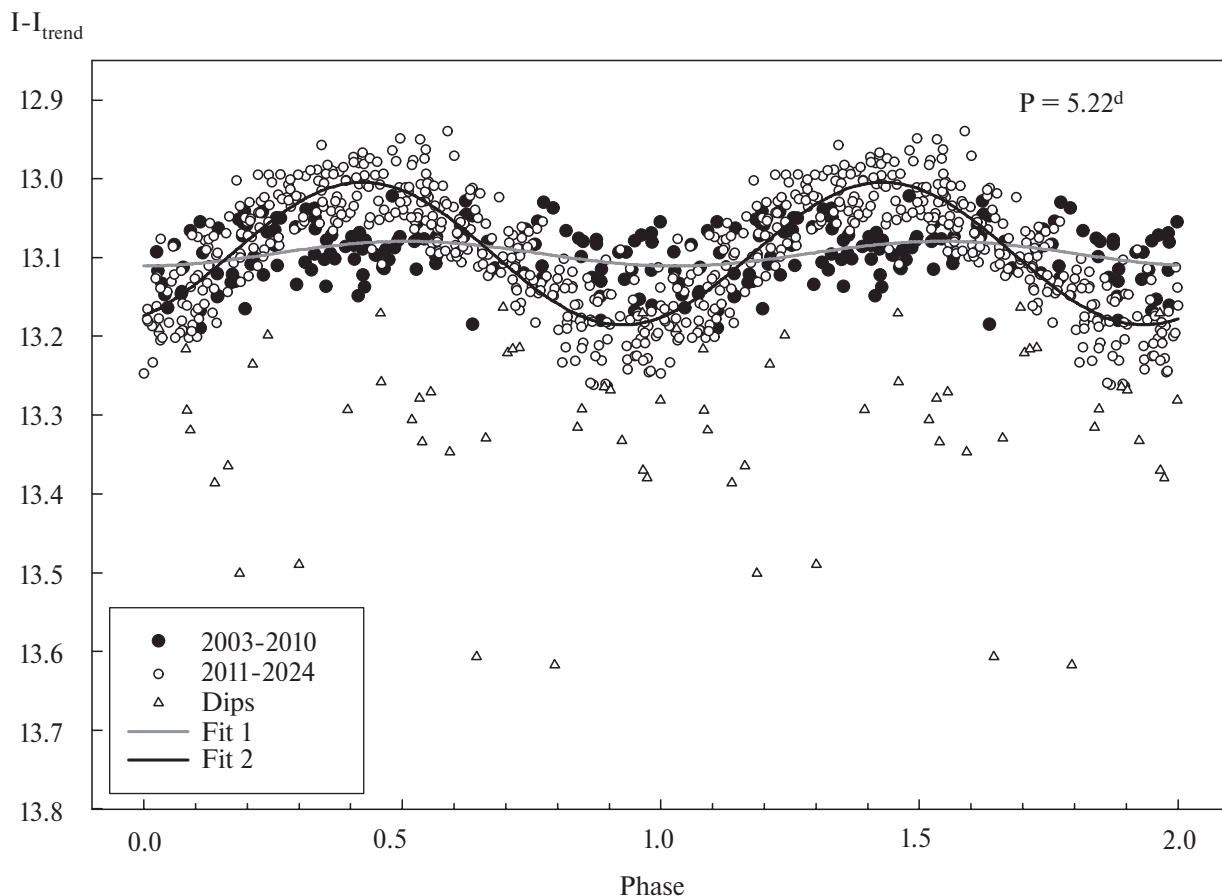


Рис. 3. Фазовая кривая в полосе I для данных с вычтенным трендом. Открытыми и заполненными кружками показан массив, использовавшийся при анализе, для периодов до и после затмения 2010 г. соответственно; треугольниками показаны точки, соответствующие минимумам. Серой и черной линиями показаны синусоидальные аппроксимации для периодов до и после затмения 2010 г. соответственно.

сти $\log(L_{\text{acc}}/L_{\odot}) = -2.03$ и $\log(L_{\text{acc}}/L_{\odot}) = -1.44$ соответственно. Подставляя полученные значения в соотношение (2), находим темпы аккреции $\dot{M}_{\text{acc}} = 4.95 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ и $\dot{M}_{\text{acc}} = 1.14 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ для 2006 г. и в текущую эпоху соответственно. Из этих оценок следует, что темп аккреции по наблюдениям 2006 г. был почти в четыре раза больше текущего значения.

ОБСУЖДЕНИЕ

С учетом фотометрических наблюдений в сезонах 2021–2024 гг., представленных в настоящей статье, общая продолжительность фотометрического мониторинга WTTS звезды V715 Per составила 21 год. На протяжении этого интервала времени звезда продемонстрировала беспрецедентную смену характера переменности. С 2003 по 2010 г. у звезды наблюдались нерегулярные алгоподобные минимумы с нарастающей амплитудой на фоне малоамплитудной периодической переменности. После 2010 г. алгоподобные минимумы внезапно прекратились, а амплитуда периодической компоненты и уровень яркого состо-

яния стали постепенно увеличиваться. Новые данные фотометрии за 2021–2024 гг. демонстрируют сохранение периодической переменности на фоне вариаций уровня яркого состояния. Алгоподобные минимумы в это время по-прежнему не наблюдались. В статье Гринина и др. (2018) была предложена модель, в которой необычная фотометрическая переменность V715 Per обусловлена переменной околозвездной экстинкцией, а смена характера переменности связана с вариациями темпа аккреции в системе.

Результаты нашего спектроскопического мониторинга V715 Per на Саянской солнечной обсерватории в 2021–2023 гг. подтвердили наличие эмиссии в линии $EW(H\alpha)$ в текущую эпоху и показали ее переменность на временном масштабе нескольких суток. Свертка с уточненным в настоящей работе периодом $P = 5.22^{\text{д}}$ показала, что переменность эмиссии $EW(H\alpha)$ модулирована с периодом осевого вращения звезды. Сравнение с фазовой кривой блеска показывает явную антикорреляцию с $EW(H\alpha)$: при ослаблении блеска наблюдается рост эмиссии в линии. Так как переменность показателей цвета периодической компоненты

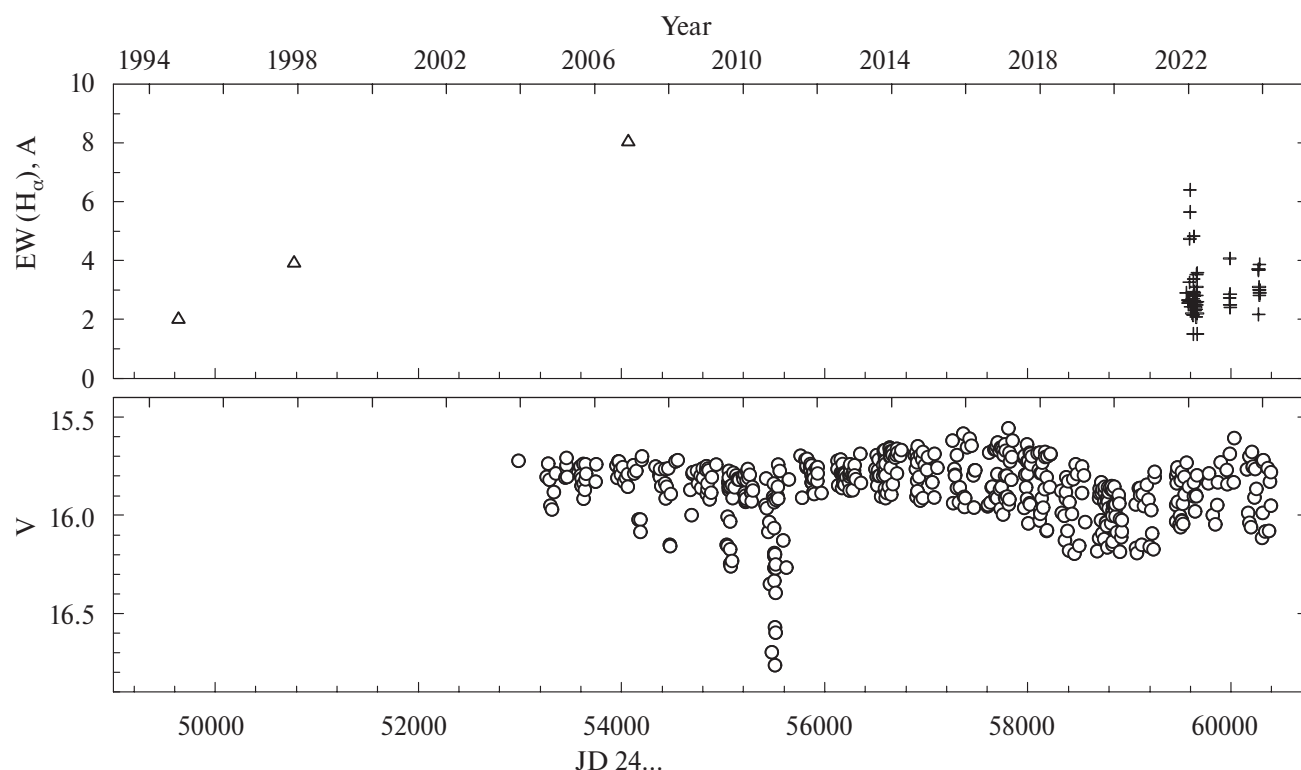


Рис. 4. Верхняя панель: измерения эквивалентных ширин линии $H\alpha$ в спектре V715 Per. Треугольники — литературные данные, крестики — результаты нашего мониторинга в 2021–2023 гг. Нижняя панель: кривая блеска в полосе V по данным 2003–2023 гг.

демонстрирует их увеличение с ослаблением блеска, согласующееся с межзвездным законом покраснения (Барсунова и др., 2022), то эта переменность ранее была отождествлена с затмениями околозвездной пылью. Поскольку, однако, амплитуда периодической компоненты невелика, наблюдаемая антикорреляция в изменениях $EW(H\alpha)$ с блеском не может быть объяснена одним лишь коронографическим эффектом, связанным с затмениями. При наблюдаемой амплитуде колебаний блеска в полосе R (около 0.35^m) максимально возможное увеличение $EW(H\alpha)$ за счет этого эффекта не превышает 40%, тогда как наблюдения дают увеличение $EW(H\alpha)$ в 2–2.5 раза. Это говорит о том, что во время таких событий увеличивается не только эквивалентная ширина этой линии, но и поток излучения, а следовательно, и темп аккреции. Другой причиной, по которой коронографический эффект не играет большой роли в наблюдаемых вариациях $EW(H\alpha)$, является отмеченная выше асимметрия в поведении линии $H\alpha$ с фазой колебаний блеска. Причиной периодических вариаций темпа аккреции могут быть возмущения на границе между магнитосферой и диском, вызванные наклоном магнитного диполя относительно оси вращения звезды. Моделирование переменности AA Tau в работе Есау и др. (2014) показало, что в такой модели должны наблюдаться изменения профиля линии $H\alpha$ с фазой колебаний блеска, но наблюдательная проверка этого в слу-

чае V715 Per возможна только с помощью спектроскопии высокого разрешения.

В рамках модели переменности типа AA Tau, предложенной в статье Гринина и др. (2018) для объяснения периодических малоамплитудных изменений блеска V715 Per, в качестве экрана выступает возмущенный внутренний край околозвездного диска. Этот экран не является стабильным. Ключевой особенностью, прослеживающейся на протяжении почти всего 21-летнего периода наблюдений V715 Per, оказывается увеличение его эффективной высоты, приводящее к росту амплитуды затмений. Возможным объяснением является увеличение радиуса магнитосферы звезды, вызванное уменьшением темпа аккреции (напомним, что $R_{\text{mag}} \propto \dot{M}_{\text{acc}}^{-2/7}$) и, как следствие, доли телесного угла, занимаемого пылью на ее границе (Гринин и др., 2018). При этом азимутальная структура возмущения остается стабильной. Это следует из сохранения фаз фотометрических затмений с хорошей точностью на протяжении всего периода наблюдений. Сохранение фаз, несмотря на изменения формы и амплитуды затмений, также отмечалось и у прототипа — звезды AA Tau (Бувье и др., 1999).

Оценка аккреционной активности звезды в различные эпохи была выполнена нами на основе доступных измерений эмиссии в линии $H\alpha$, служащей прямым индикатором аккреционной светимости. Наибо-

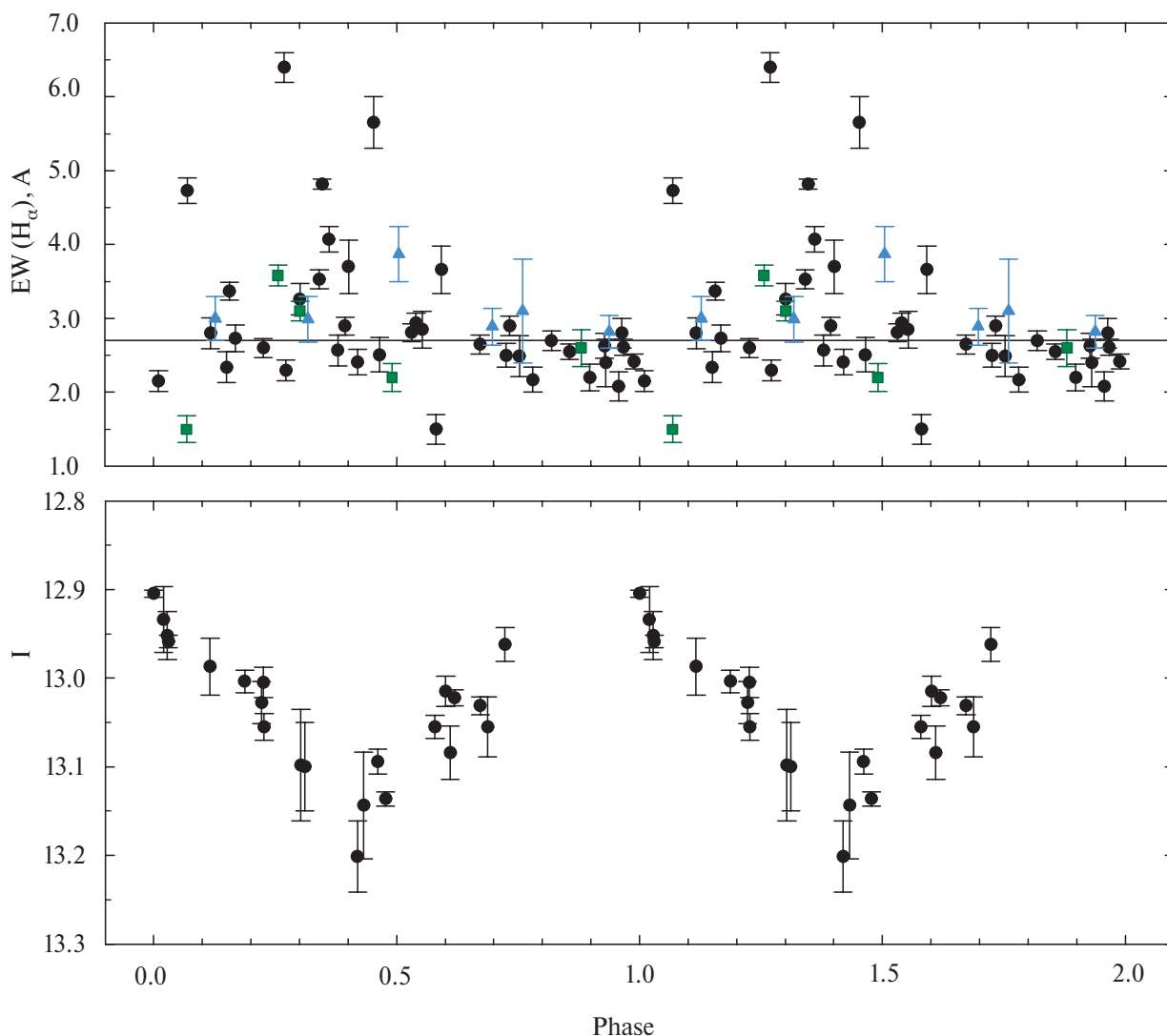


Рис. 5. Верхняя панель: фазовая кривая переменности эквивалентной ширины линии $H\alpha$ в спектре V715 Per, свернутая с периодом $P = 5.22^d$. Разными значками показаны серии последовательных наблюдательных ночей, полностью покрывающих период осевого вращения звезды: треугольники — 25.03–30.03.2022, квадраты — 28.11–03.12.2023. Нижняя панель: фазовая кривая блеска в полосе I по данным сезонов 2021–2023 гг.

более важным представляется сравнение темпов аккреции в эпоху, когда у V715 Per наблюдались алголеподобные минимумы, и в текущую эпоху доминирующей переменности типа AA Tau. К сожалению, достаточно представительная статистика измерений доступна только для периода 2021–2023 гг. по результатам нашего спектрального мониторинга. Эта статистика показала наличие среднего уровня эмиссии, соответствующего темпу аккреции $\dot{M}_{\text{acc}} = 1.14 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Измерения в отдельные даты показывают большие значения, которые могут являться следствием нестационарного характера аккреции у звезд WTTS (см., например, Романова и др., 2018; Потравнов и др., 2019). В эпоху алголеподобных минимумов в 2006 г. было выполнено единственное измерение (Дам 2008), которое соответствует темпу аккреции в ~ 4 раза больше, чем средний уровень в теку-

щую эпоху. И хотя это является верхней оценкой, соответствующее значение $EW(H\alpha)$ превосходит максимальные значения, наблюдавшиеся в ходе нашего мониторинга, и поддерживает предположение, что это измерение было получено в эпоху повышенной аккреционной активности звезды. В таком случае за счет повышенного темпа аккреции радиус магнитосферы был на $\sim 30\%$ меньше, чем в текущую эпоху. В свою очередь, это позволяет естественным образом объяснить: (i) меньшую амплитуду переменности типа AA Tau в ту эпоху, обусловленную более компактной магнитосферой и меньшей эффективной высотой возмущения во внутреннем диске; (ii) наблюдение алголеподобных минимумов, вызванных более высоким темпом аккреции и эффективной поставкой вещества в ближайшую окрестность звезды. Вновь отмеченная нами деталь на исторической кривой блес-

ка V715 Per: ускорение в 2010 г. плавного уменьшения блеска звезды в полосе V , закончившееся последним, наиболее глубоким, алголеподобным минимумом, показывает завершение этой эпохи. После этого поставка на звезду избыточной массы вещества завершается, и звезда переходит в другую эпоху фотометрической активности — с доминирующей переменностью типа AA Tau. Увеличение уровня яркого состояния, начавшееся сразу после прекращения алголеподобных минимумов и достигшее максимума в 2016 г., можно интерпретировать и как следствие очищения внутренних областей диска от пыли.

Другим новым результатом является обнаруженное по фотометрическим наблюдениям обширное затмение звезды с амплитудой около $\approx 0.2^m$ (примерно одинаковой во всех трех полосах VRI), наложившееся на общий тренд повышения среднего уровня блеска, начавшегося после прекращения алголеподобных минимумов. Начало этого затмения в виде понижения среднего уровня яркого состояния было отмечено Барсуновой и др. (2022). Затмение продолжалось около 6 лет, с 2017 по 2023 г., и имело правильную форму, симметричную относительно минимума. Оно было вызвано прохождением по лучу зрения протяженной пылевой структуры, состоящей из крупных частиц. Подобные продолжительные затмения наблюдаются и у других молодых звезд с дисками, ориентированными под небольшими углами к лучу зрения, например, у звезды WW Vul (Ростоचना-Шаховская и др., 2012). Они могут быть объяснены в рамках модели затмения пылевым облаком, образованным большим вихрем в протопланетном диске и поднявшим пыль над диском (Клар, Боденхеймер, 2003; Жу и др., 2014; Барге и др., 2017). Согласно расчетам, такие структуры совершают несколько оборотов вокруг звезды и затем диссипируют. Тот факт, что за время 21-летнего фотометрического мониторинга V715 Per подобные детали кривой блеска прежде не наблюдались, говорит о том, что этот вихрь возник достаточно далеко от центральных областей диска. Его следующее прохождение по лучу зрения может произойти через несколько десятков лет.

Возможно, однако, и другое объяснение: пылевой структурой, вызвавшей протяженное затмение, может быть околозвездный диск невидимого компаньона, либо образованный им дисковый ветер (Тамбовцева и др., 2006). В обоих случаях на изображении диска должна быть видна тень, перемещение которой по диску может пролить свет на структуру околозвездного окружения этой молодой звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлены результаты спектрально-го и фотометрического мониторинга WTTS звезды V715 Per, расположенной в молодом скоплении IC 348. Звезда характеризуется сложной многокомпо-

нентной фотометрической переменностью. В течение нашего 21-летнего мониторинга она продемонстрировала переменность типа AA Tau, глубокие алголеподобные минимумы и обнаруженное в рамках настоящего исследования ослабление блеска продолжительностью около 6 лет. Согласно ранее предложенной модели, общей причиной изменений блеска V715 Per является переменная околозвездная экстинкция, а преобладание того или иного типа переменности в различные эпохи вызвано вариациями темпа аккреции в системе, в свою очередь оказывающими долговременное влияние на экстинкцию во внутренних областях диска. Впервые проведенный спектральный мониторинг V715 Per показал модуляцию эквивалентной ширины эмиссионной линии $H\alpha$ с периодом осевого вращения звезды и в противофазе с изменениями блеска. Это служит подтверждением того, что периодическая компонента фотометрической переменности V715 Per вызвана затмениями звезды искривленным внутренним краем пылевого диска, т.е. механизмом типа AA Tau. При этом новое уточненное значение периода $P = 5.22^d$ позволило показать стабильность фазовых кривых, а значит и азимутальной структуры внутреннего диска, на протяжении всего периода наших наблюдений. Сравнение аккреционной активности в системе показало, что в эпоху преобладания алголеподобных минимумов звезда демонстрировала примерно в 4 раза больший темп аккреции в сравнении с современной, что согласуется с предложенной Грининым и др. (2018) феноменологической моделью переменности. Этот результат подчеркивает тесную связь вариации темпа аккреции и переменной околозвездной экстинкции у молодых звезд малых масс, у которых пыль может выживать на границе магнитосферы и даже внутри нее (см. по этому поводу статьи Нагель, Бувье, 2020, и Нагель и др., 2024). Альтернативная модель малоамплитудной переменности может быть основана на температурной неоднородности поверхности звезды (пятнах), но, в отличие от принятой нами модели переменной околозвездной экстинкции, она не объясняет, почему фотометрическая история звезды так выражено среагировала на завершение алголеподобных минимумов блеска.

В то время как за переменность типа AA Tau и алголеподобные минимумы ответственна пыль, расположенная во внутреннем диске, наблюдавшееся нами продолжительное ослабление блеска V715 Per было вызвано прохождением по лучу зрения протяженной пылевой структуры, расположенной на значительном удалении от звезды. Это событие свидетельствует о том, что околозвездный диск этой звезды ориентирован к наблюдателю почти с ребра, так что луч зрения практически касается его “поверхности”. Такая ориентация роднит звезды типа Т Тельца с переменностью типа AA Tau со звездами типа UX Ori, околозвездные диски которых также

наклонены под небольшим углом к лучу зрения (Гринин и др., 1991; Креплин и др., 2016). Дальнейшее продолжение фотометрического мониторинга V715 Peg представляет несомненный интерес, так как позволит наблюдать транзиты по диску звезды новых деталей в ее протопланетном диске. Для более детального исследования процесса аккреции на эту звезду необходимы спектральные наблюдения с высоким разрешением, позволяющие изучать переменность профилей линий. Учитывая слабость объекта, для их получения нужны большие телескопы.

Авторы благодарят рецензента за ценные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ. Работа С.Ю.Ш. поддержана грантами Словацкой Академии Наук VEGA 2/0030/21 и APVV-20-0148. Наблюдения на Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН получены на оборудовании ЦКП “Ангара”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Амирханян В.Р., Моисеев А.В., *Астрофиз. Бюлл.* **71**, 514 (2016).
2. Барге и др. (P. Barge, L. Ricci, C.L. Carilli, and R. Previn-Ratnasingham), *Astron. Astrophys.* **605**, A122 (2017).
3. Барсунова и др. (O.Yu. Barsunova, V.P. Grinin, S.G. Sergeev, A.O. Semenov, and S.Yu. Shugarov), *Astrophysics* **58**, 193 (2015).
4. Барсунова и др. (O.Yu. Barsunova, V.P. Grinin, A.A. Arkharov, A.O. Semenov, S.G. Sergeev, and N.V. Efimova), *Astrophysics* **59**, 147 (2016).
5. Барсунова и др. (O.Yu. Barsunova, V.P. Grinin, S.G. Sergeev, S.Yu. Shugarov, N.V. Efimova, and S.V. Nazarov), *Astrophysics* **65**, 368 (2022).
6. Бувье и др. (J. Bouvier, S.H.P. Alencar, T.J. Harries, et al.), *Protostars and Planets V* (Ed. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil, Univer. of Arizona Press, 2007), p. 479.
7. Бувье и др. (J. Bouvier, A. Chelli, S. Allain, L. Carrasco, R. Costero, I. Cruz-Gonzalez, C. Dougados, M. Fernandez, et al.), *Astron. Astrophys.* **349**, 619 (1999).
8. Буренин Р.А., Амвросов А.Л., Еселевич М.В. и др.), *Письма в Астрон. журн.* **42**, 333 (2016) R.A. Burenin, A.L. Amvrosov, M.V. Eselevich, et al., *Astron. Lett.* **42**, 295 (2016)].
9. Вольман, Эверсберг (K. Vollmann and T. Eversberg), *Astron. Nachr.* **327**, 862 (2006).
10. Гайя Коллаборация (Gaia Collaboration), *Astron. Astrophys.* **674**, A1 (2023).
11. Гринин и др. (V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.K. Minikulov, G.P. Chernova, and N.V. Voshchinnikov), *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
12. Гринин и др. (V.P. Grinin, O.Yu. Barsunova, S.G. Sergeev, A.A. Arkharov, S.Yu. Shugarov, A.O. Semenov, and N.V. Efimova), *Astron. Rep.* **62**, 677 (2018).
13. Густавсон и др. (B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U.G. Jorgensen, A. Nordlund, and B. Plez), *Astron. Astrophys.* **486**, 951 (2008).
14. Дам (S. Dahm), *Astron. J.* **136**, 521 (2008).
15. Донати и др. (J.-F. Donati, M.B. Skelly, and J. Bouvier), *MNRAS* **409**, 1347 (2010).
16. Есау и др. (C.F. Esau, T.J. Harries, and J. Bouvier), *MNRAS* **443**, 1022 (2014).
17. Жу и др. (Z. Zhu, J.M. Stone, R.R. Rafikov, and X. Bai), *Astrophys. J.* **785**, id122, 25 (2014).
18. Клар, Боденхеймер (H.H. Klahr and P. Bodenheimer), *Astrophys. J.* **582**, 869 (2003).
19. Креплин и др. (A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto), *Astron. Astrophys.* **590**, A96 (2016).
20. Луман и др. (K.L. Luhmann, G.H. Rieke, C.J. Lada, and E.A. Lada), *Astrophys. J.* **508**, 347 (1998).
21. Негель, Бувье (E. Nagel and J. Bouvier), *Astron. Astrophys.* **625**, A45, 8 (2019).
22. Негель, Бувье (E. Nagel and J. Bouvier), *Astron. Astrophys.* **643**, A157, 9 (2020).
23. Негель и др. (E. Nagel, J. Bouvier, and A.E. Duarte), *Astron. Astrophys.* **688**, A61 (2024).
24. Нордхаген и др. (S. Nordhagen, W. Herbst, K.L. Rhode, and E.C. Williams), *Astron. J.* **132**, 1555 (2006).
25. Петров (P.P. Petrov), *Astrophysics* **46**, 506 (2003).
26. Потравнов и др. (I.S. Potravnov, V.P. Grinin, and N.A. Serebriakova), *Astron. Astrophys.* **630**, A64, 9 (2019).
27. Роман-Зунига и др. (C.G. Roman-Zuniga, M. Kounkel, J. Hernandez, K. Pena Ramirez, R. Lopez-Valdivia, K.R. Covey, A.M. Stutz, A. Roman-Lopes, et al.), *Astron. J.* **165**, 51 (2023).
28. Романова и др. (M.M. Romanova, A.A. Blinova, G.V. Ustyugova, et al.), *New Astron.* **62**, 94 (2018).
29. Ростопчина-Шаховская и др. (A.N. Rostopchina-Shakhovskaja, V.P. Grinin, and D.N. Shakhovskoi), *Astrophysics* **55**, 147 (2012).
30. Тамбовцева и др. (L.V. Tambovtseva, V.P. Grinin, and G. Weigelt), *Astron. Astrophys.* **448**, 633 (2006).
31. Фанг и др. (M. Fang, R. van Boekel, and W. Wang), *Astron. Astrophys.* **504**, 461 (2009).
32. Хартманн и др. (L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 105 (2016).
33. Хербиг (G. Herbig), *Astrophys. J.* **497**, 736 (1998).
34. Хербст и др. (W. Herbst, D.K. Herbst, E.J. Grossman, and D. Weinstein), *Astron. J.* **108**, 1096 (1994).

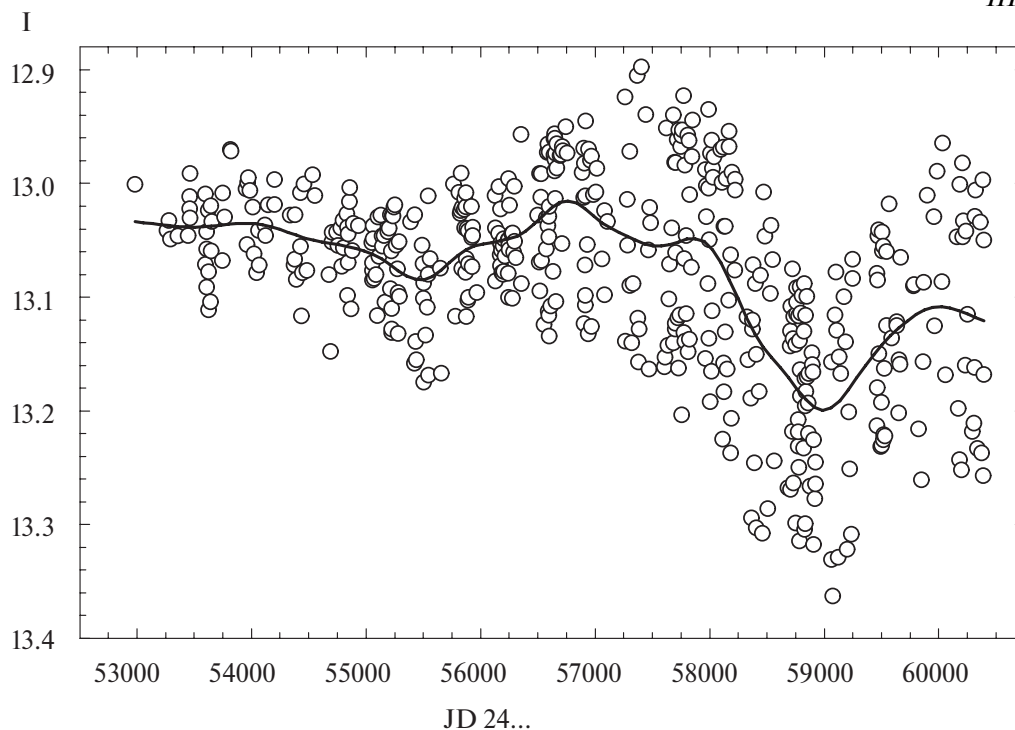


Рис. 6. Кривая блеска V715 Peg в полосе *I* без алголеподобных минимумов. Сплошная линия — полученный двойным усреднением тренд.

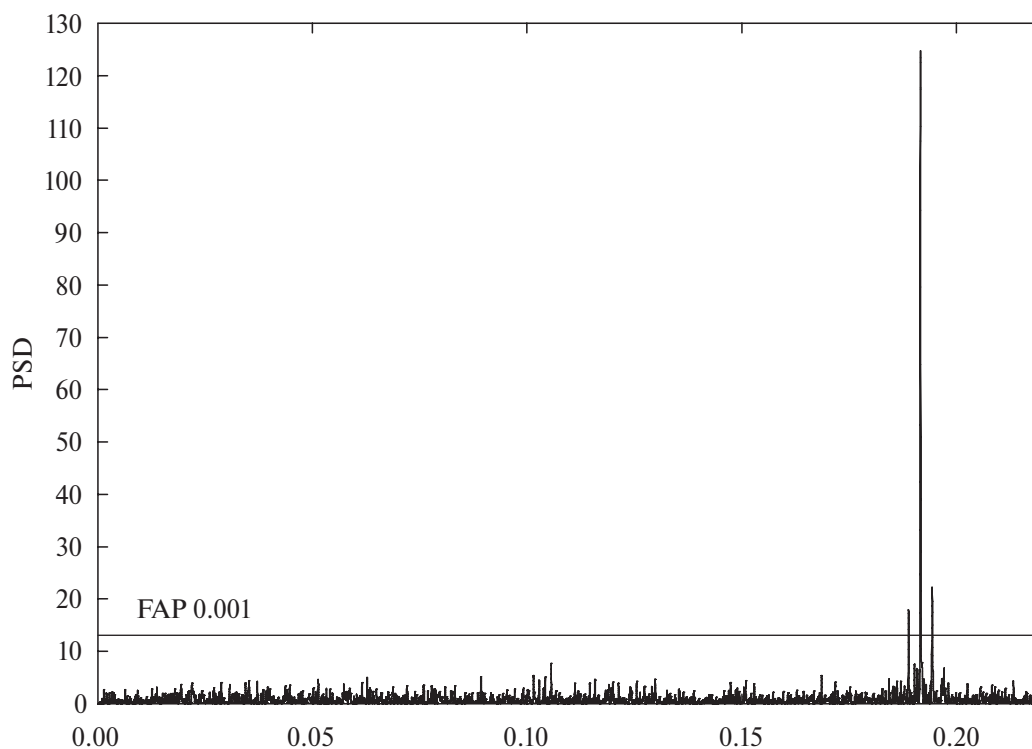


Рис. 7. Спектр мощности V715 Peg в полосе *I*. Горизонтальной линией показан уровень, соответствующий FAR = 0.001. Максимальный пик соответствует периоду 5.22^d .

ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА СВЕРХКОМПАКТНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ ZTF J213056.71+442046.5

© 2024 г. С. В. Антипин^{1*}, Л. Н. Бердников¹, К. А. Постнов¹, А. М. Зубарева^{2,1},
Н. П. Иконникова¹, М. А. Бурлак¹, А. А. Белинский¹

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22.11.2024 г.

После доработки 04.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Проанализировано изменение периода сверхкомпактной двойной системы ZTF J213056.71+442046.5, представляющей собой источник потенциально обнаружимых гравитационных волн миллигерцового диапазона для планируемых космических лазерных интерферометров. Фотометрические данные охватывают временной интервал почти в 6.5 лет и включают собственные наблюдения, проведенные на телескопе RC600 Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ, и данные обзора неба ZTF. Диаграмма $O-C$ может быть описана квадратичными элементами изменения блеска, которые соответствуют скорости убывания периода $dP/dt = (-2.66 \pm 0.62) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$. Полученное значение изменения орбитального периода приводит к увеличению почти вдвое ожидаемого значения отношения сигнала к шуму для наблюдений гравитационных волн от этой системы на космических лазерных интерферометрах.

Ключевые слова: двойные звезды, гравитационные волны.

DOI: 10.31857/S0320010824100041, EDN: NBXTYK

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время разрабатываются проекты космических лазерных интерферометров, направленных на наблюдение гравитационных волн миллигерцового диапазона, например, TianQin (Лю и др., 2016) и LISA (Амаро-Сеан и др., 2017). Поэтому актуальны детальные исследования астрономических источников, потенциально производящих измеримый гравитационный сигнал. К таким источникам, в частности, относятся галактические двойные системы с ультракороткими периодами. Рен и др. (2023) опубликовали список таких компактных двойных звезд, являющихся источниками гравитационных волн, потенциально обнаружимых космическими лазерными интерферометрами TianQin и LISA. Галактические двойные звезды с хорошо определенными орбитальными параметрами (орбитальный период, массы компонентов, наклонение орбиты и т.д.) и расстоянием, также известные как “проверочные двойные”, являются основными источниками для калибровки космических лазерных интерферометров. Большинство из нескольких десятков известных в настоящее время проверочных двойных звезд включают переменные типа AM Гончих Псов (Нелеманс, 2005), разделенные двойные белые карлики и субкарликовые двойные системы, воз-

никшие в результате эволюции маломассивных двойных звезд. Один из таких источников с орбитальными периодами менее одного часа, приведенный в списке Рена и др. (2023), — это ZTF J213056.71+442046.5 (далее ZTF J2130+44).

Мы начали исследования ZTF J2130+44 в 2023 году (Антипин и др., 2023). Для отслеживания возможных изменений орбитального периода мы опирались на расчеты Купфера и др. (2020). Согласно их исследованиям, орбитальный период ZTF J2130+44 составляет $P = 0.0273195$ сут. Авторы предложили модель двойной системы, состоящей из типичного белого карлика и гелиевой маломассивной горячей субкарликовой звезды, заполняющей свою полость Роша. Для полученных параметров двойной системы Купфер и др. (2020) предсказывают уменьшение орбитального периода системы из-за гравитационно-волнового излучения, теоретическая скорость которого на основании спектроскопических измерений масс компонентов в квадрупольном приближении оказалась равной $dP/dt = (-1.68 \pm 0.42) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$.

Хотя ZTF J2130+44 не является самой яркой (с точки зрения отношения сигнал к шуму) проверочной двойной звездой для космических лазерных интерферометров, мы поставили задачу измерить скорость уменьшения орбитального периода системы и сравнить ее с предсказанной благодаря излучению

*Электронный адрес: serge_ant@inbox.ru

Таблица 1. Журнал наблюдений. Телескоп RC600 КГО ГАИШ МГУ, фильтр V

Диапазон JD	Дата	Количество ПЗС-кадров
2460051.4995 – .5402	16/17 апреля 2023 г.	73
2460120.3637 – .4105	24 июня 2023 г.	104
2460121.3427 – .4781	25 июня 2023 г.	299
2460140.3979 – .5198	14/15 июля 2023 г.	265
2460159.3840 – .5143	2/3 августа 2023г.	278
2460183.4157 – .5511	26/27 августа 2023 г.	262
2460208.4052 – .5451	20/21 сентября 2023 г.	308
2460230.3155 – .4516	12 октября 2023 г.	299
2460452.3772 – .5258	21/22 мая 2024 г.	295
2460486.3532 – .5124	6/7 июня 2024 г.	348
2460507.3694 – .5301	15/16 июля 2024 г.	273
2460521.3731 – .5152	29/30 июля 2024 г.	320
2460539.3742 – .5298	16/17 августа 2024 г.	350

гравитационных волн. Это важная задача, поскольку анализ данных источников гравитационных волн требует как можно более точного знания орбитального периода и скорости его изменения, чтобы иметь возможность выделить сигнал на фоне ожидаемых галактических и внегалактических стохастических шумов в миллигерцовом диапазоне частот в космических экспериментах TianQin или LISA (Стеленс, Нелеманс, 2024). Чтобы определить изменения периода потенциально обнаружимого источника гравитационных волн и сравнить эти изменения с теоретическими расчетами, мы провели фотометрический мониторинг ZTF J2130+44 в 2023 и 2024 гг.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Фотометрические наблюдения ZTF J2130+44 проводились нами с апреля 2023 г. по август 2024 г. на автоматизированном 60-см рефлекторе ASA RC600 Кавказской горной обсерватории (КГО) Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, оснащённом ПЗС-камерой Andor iKon-L (DZ936N-BV) 2048 × 2048 (Бердников и др., 2020). Всего было получено 3474 кадра с экспозицией 30 секунд в полосе V. Журнал наблюдений представлен в табл. 1. Для учета шума считывания матрицы, темнового тока и плоских полей, а также выполнения апертурной фотометрии и калибровки звездных величин мы использовали программный пакет VaST¹ (Соколовский, Лебедев, 2018). Звездные величины звезд сравнения в фильтре V в поле исследуемого

объекта взяты из каталога APASS².

Все моменты времени были приведены к барицентру Солнечной системы.

АНАЛИЗ ДИАГРАММЫ O–C

Для наиболее точного определения моментов главных минимумов блеска ZTF J2130+44 мы применили метод Герцшпрунга (1919), алгоритмизированный Бердниковым (1992). Для расширения временного интервала наблюдений были использованы доступные данные обзора неба Zwicky Transient Facility (ZTF). Массивы данных из 22-го релиза данных ZTF были взяты с портала Инфракрасного архива научных данных НАСА (IRSA, NASA/IPAC Infrared Science Archive)³. Параметры наблюдений обзора ZTF в фильтрах g и r очень похожи на наш набор данных по экспозициям (30 с) и фотометрическим ошибкам ($\sim 0.^m01$). Итоговый временной интервал измерений блеска ZTF J2130+44, подходящий для анализа O–C, таким образом, увеличился до 6.5 лет. Моменты главных минимумов вместе с соответствующими значениями O–C приведены в табл. 2. Остаточные отклонения O–C рассчитаны с использованием линейных элементов изменения блеска:

$$\text{BJD Min} = 2\,459\,418.598407 + 0.0273195140 \times E. \quad (1)$$

Из рис. 2 следует, что определенные нами по всему массиву данных моменты минимумов блеска

²aavso.org/apass

³https://irsa.ipac.caltech.edu/data/ZTF/docs/releases/dr22/ztf_release_notes_dr22.pdf и <https://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-scan?mission=irsa&submit=Select&projshort=ZTF>

¹<https://scan.sai.msu.ru/vast>

Таблица 2. Моменты минимумов блеска ZTF J213056.71+442046.5

Barycentric JD	Ошибка, сут.	Фильтр	N	O–C, сутки	Эпоха
2458333.685838	0.00001	ZTF g	130	–0.00002903	–39712
2458435.888165	0.00001	ZTF r	599	–0.00000391	–35971
2458722.606485	0.00001	ZTF r	185	0.00001667	–25476
2458728.070388	0.00001	ZTF g	171	0.00001686	–25276
2459041.479885	0.00001	ZTF r	409	0.00004926	–13804
2459079.699888	0.00001	ZTF g	177	0.00005217	–12405
2459419.172145	0.00002	ZTF r	77	0.00002821	21
2459424.881928	0.00002	ZTF g	73	0.00003278	230
2459806.207705	0.00003	ZTF r	83	0.00003337	14188
2459811.753608	0.00002	ZTF g	79	0.00007503	14391
2460121.119750	0.00001	V	736	0.00004049	25715
2460168.683008	0.00002	ZTF g	69	0.00002462	27456
2460174.720605	0.00002	ZTF r	73	0.00000902	27677
2460197.149940	0.00001	V	1114	0.00002303	28498
2460457.477615	0.00004	ZTF r	20	0.00004912	38027
2460460.783218	0.00005	ZTF g	18	–0.00000907	38148
2460503.538250	0.00001	V	1542	–0.00001648	39713

ZTF J2130+44 не могут быть аппроксимированы линейными элементами изменения блеска. В согласии с теоретическими выводами об уменьшении орбитального периода системы за счет излучения гравитационных волн, остаточные отклонения $O-C$ хорошо описываются квадратичными элементами изменения блеска (сплошная парабола на рис. 2):

$$\begin{aligned} \text{BJD Min} = & 2\,459\,418.598407(\pm 0.000008) + \\ & + 0.0273195140(\pm 0.0000000002) \times E - \\ & - 3.633(\pm 0.850) \times 10^{-14} \times E^2. \quad (2) \end{aligned}$$

Отметим, что для построения фазовой кривой блеска отдельно по наблюдениям, выполненным нами на КГО (рис. 1), достаточно использовать линейные элементы изменения блеска

$$\begin{aligned} \text{BJD Min} = & 2\,460\,503.538249(\pm 0.000005) + \\ & + 0.0273195101(\pm 0.0000000005) \times E, \quad (3) \end{aligned}$$

показанные на рис. 2 пунктирной линией.

Квадратичные элементы изменения блеска (2) подразумевают линейное уменьшение орбитального периода двойной системы со скоростью $dP/dt = (-2.66 \pm 0.62) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$, что в пределах 1σ пересекается с теоретическим значением по данным спектроскопических измерений масс компонентов круговой двойной системы, опубликованным Купфером и

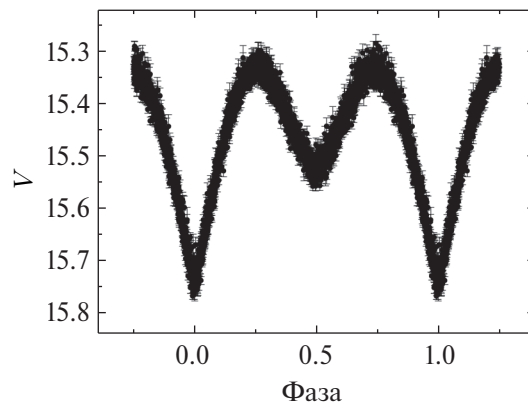


Рис. 1. Фазовая кривая блеска ZTF J213056.71+442046.5, построенная по нашим фотометрическим наблюдениям на основе элементов изменения блеска (3).

др. (2020), $dP/dt = (-1.68 \pm 0.42) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$. Величина коэффициента при квадратичном члене в элементах (2) заведомо превышает 3σ , он является значимым. Отметим, что полученное нами значение скорости уменьшения орбитального периода превышает теоретическое значение, представленное Купфером и др. (2020) на основании спектральных измерений масс компонентов. Причиной более быстрого уменьшения периода может быть уточнение масс компо-

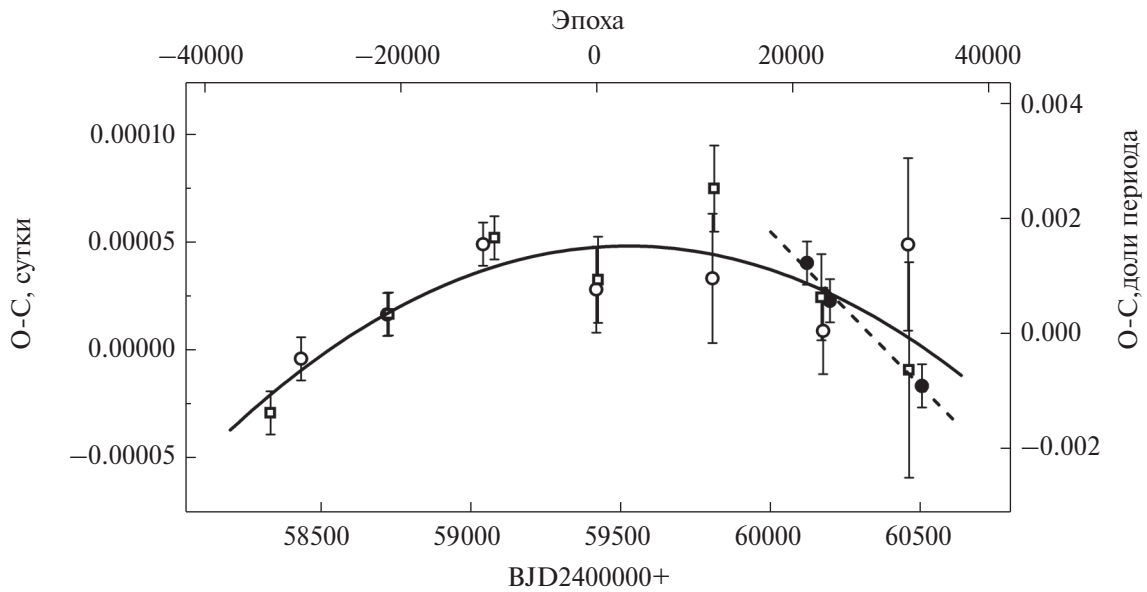


Рис. 2. Диаграмма $O-C$ для ZTF J213056.71+442046.5 относительно линейных элементов изменения блеска (1). Сплошная линия соответствует квадратичным элементам (2). Пунктирная кривая соответствует линейным элементам (3). Открытые квадраты соответствуют данным ZTF в фильтре g , открытые круги – в фильтре r , заполненные круги – наблюдения авторов в полосе V .

нентов системы или дополнительная потеря углового орбитального момента двойной системы, например, за счет магнитного торможения в слабом звездном ветре вторичного компонента.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измеренная на основании наших наблюдений скорость изменения орбитального периода ультратесной двойной системы ZTF J2130+44 объясняется уносом орбитального момента импульса за счет гравитационного излучения. Согласно классической квадрупольной формуле для изменения орбитального периода двойной системы из точечных масс m_1 и m_2 на круговой орбите (Ландау, Лившиц, 1988)

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{96}{5} \frac{G^{5/3}}{c^5} M_c^{5/3} (2\pi)^{8/3} P^{-8/3}, \quad (4)$$

где $m_2 = qm_1$, $M = m_1 + m_2$, а M_c – чирп-масса:

$$M_c = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = (\mu^3 M^2)^{1/5} = m_1 \frac{q^{3/5}}{(1+q)^{1/5}}. \quad (5)$$

Легко видеть, что наблюдаемые характеристики двойной системы (орбитальный период и его производная) комбинируются в величину

$$-\dot{P}P^{5/3} = -\frac{96}{5} \frac{G^{5/3}}{c^5} (2\pi)^{8/3} M_c^{5/3}, \quad (6)$$

зависящую только от чирп-массы двойной системы. Таким образом, для системы с известным орбитальным периодом имеет место соотношение $\dot{P} \sim M_c^{3/5}$.

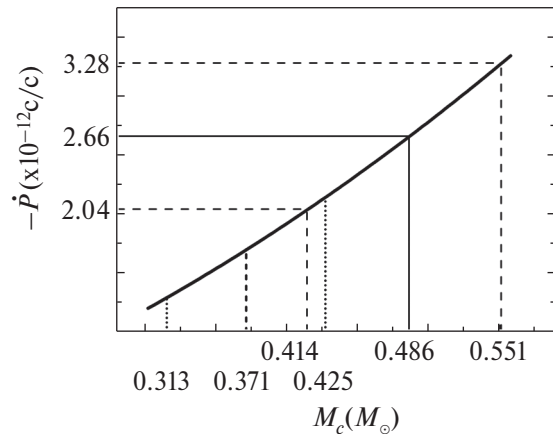


Рис. 3. Зависимость скорости изменения орбитального периода от чирп-массы для случая ZTF J213056.71+442046.5, $P = 0.0273195$ сут. Сплошной и двумя пунктирными линиями показаны значения и ошибки (1σ) чирп-массы для определенной нами из наблюдений скорости уменьшения периода. Линии из коротких штрихов и точек показывают значение и пределы ошибки (1σ) чирп-массы, соответствующей массам компонентов системы из работы Купфера и др. (2020).

Зависимость скорости изменения орбитального периода dP/dt от чирп-массы M_c для системы ZTF J2130+44 (с орбитальным периодом $P = 0.0273195$ сут) приведена на рис. 3. Определенному нами из наблюдений значению $dP/dt = (-2.66 \pm 0.62) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$ соответствует $M_c = 0.486^{+0.065}_{-0.072} M_{\odot}$.

По формуле (5) мы посчитали значение чирп-массы, используя массы компонентов системы

ZTF J2130+44 из работы Купфера и др. (2020) $M_{WD} = 0.545 \pm 0.020 M_{\odot}$ и $M_{sdOB} = 0.337 \pm 0.015 M_{\odot}$. Получившемуся значению $M_c = 0.371^{+0.054}_{-0.058} M_{\odot}$ мы приписали ошибки, соответствующие ошибкам оценки скорости уменьшения орбитального периода системы из этой же статьи, т.е. соответствующие $dP/dt = (-1.68 \pm 0.42) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$. Из рис. 3 видно, что в пределах ошибки в 1σ существует пересечение возможных значений чирп-массы системы ZTF J2130+44, $M_c = 0.414 - 0.425 M_{\odot}$, определенной из нашего анализа $O-C$ и на основе оценок масс компонентов двойной системы в работе Купфера и др. (2020).

Представляет интерес оценить ожидаемую амплитуду гравитационных волн на основе полученного нами определения изменения орбитального периода. В квадрупольном приближении, считая, что орбитальный момент импульса системы с нулевым эксцентриситетом уносится только гравитационными волнами, безразмерная амплитуда гравитационной волны на расстоянии d от источника определяется выражением

$$h_0 = \frac{2(GM_c)^{5/3}}{c^4 d} \left(\frac{2\pi}{P} \right)^{2/3}. \quad (7)$$

Исключая чирп-массу из выражения (7) по формуле (4), получаем что амплитуда h_0 прямо пропорциональна непосредственно измеряемому из наблюдений относительному темпу изменения орбитального периода:

$$h_0 = \frac{10}{96} \left(-\frac{\dot{P}}{P} \right) \frac{c}{d} \left(\frac{P}{2\pi} \right)^2. \quad (8)$$

Из соотношения (8) видно, что увеличение скорости изменения орбитального периода системы, полученной в настоящей работе, приведет к увеличению почти в два раза отношения сигнал к шуму при наблюдении космическими интерферометрами. Заметим также, что возможный обмен массами в этой ультратесной двойной системе, отмечаемый в работе Купфера и др., должен приводить только к замедлению темпа укорочения орбитального периода (консервативный обмен масс с менее массивного компонента системы на более массивный), поэтому полученную оценку амплитуды h_0 по формуле (8) можно считать минимальной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменений периода потенциально обнаружимого источника гравитационных волн ZTF J213056.71+442046.5 в 2023 и 2024 годах мы получили 3474 ПЗС-кадра в фильтре V с помощью 60-см рефлектора RC600 КГО ГАИШ МГУ. Для расширения временного диапазона наблюдений были использованы имеющиеся данные обзора ZTF. Это позволило нам увеличить до 6.5 лет результирующий интервал изучения переменности орбитального периода

двойной звездной системы. Были определены 17 моментов главных минимумов блеска, подходящих для анализа переменности периода. Анализируя доступные данные, мы получили квадратичные элементы изменения блеска системы, соответствующие линейному изменению орбитального периода со скоростью $dP/dt = (-2.66 \pm 0.62) \times 10^{-12} \text{ с с}^{-1}$, что в пределах ошибок согласуется с теоретическим значением, предполагающим потерю углового момента системы исключительно из-за излучения гравитационных волн для спектроскопически определенных масс компонентов (Купфер и др., 2020). Полученное значение изменения орбитального периода приводит к увеличению почти вдвое ожидаемого значения отношения сигнала к шуму для наблюдений гравитационных волн от этой системы на космических лазерных интерферометрах. Наш результат показывает важность детальных измерений уменьшения орбитального периода ультратесных двойных систем — потенциальных проверочных источников для космических лазерных интерферометров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа СВА и КАП поддержана грантом Российского научного фонда № 23-42-00055. Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова. Исследование стало возможным благодаря использованию AAVSO Photometric All-Sky Survey (APASS), финансируемого научным фондом Robert Martin Ayers и NSF AST-1412587.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Амаро-Сеоан и др. (P. Amaro-Seoane, H. Audley, S. Babak, et al.), arXiv:1702.00786 (2017).
- Антипин и др. (S.V. Antipin, L.N. Berdnikov, K.A. Postnov, et al.), *Perem. Zv.* **43**, 10 (2023).
- Бердников (L.N. Berdnikov), *Sov. Astron. Lett.* **18**, 207 (1992).
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.A. Belinskii, N.I. Shatskii, et al.), *Astron. Rep.* **64**, 310 (2020).
- Герцшпрунг (E. Hertzsprung), *Astron. Nachr.* **210**, 17 (1919).
- Купфер и др. (T. Kupfer, E.B. Bauer, T.R. Marsh, et al.) *Astrophys. J.* **891**, id45 (2020).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теория поля. 7-е изд., испр. (М.: Наука, 1988).
- Луо и др. (J. Luo, L.-S. Chen, H.-Z. Duan, et al.), *Classical and Quantum Gravity*, **33**, id.035010 (2016).
- Нелеманс (G. Nelemans), *ASP Conf. Ser.* **330**, 27 (2005).
- Рен и др. (L. Ren, C. Li, B. Ma, et al.), *Astrophys. J. Suppl.* **264**, 39 (2023).
- Соколовский, Лебедев (K.V. Sokolovsky and A.A. Lebedev), *Astron. Comput.* **22**, 28 (2018).
- Стеленс, Нелеманс (S. Staelens and G. Nelemans), *Astron. Astrophys.* **683**, id. A139 (2024).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ СО СВОБОДНЫМИ ПЛАНЕТАМИ

© 2024 г. Т. В. Демидова^{1*}, В. В. Григорьев¹

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 29.11.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Исследуются наблюдательные проявления возмущений в протопланетном диске, вызванные столкновением с массивной планетой. Предполагается, что движение планеты осуществляется по параболической траектории, которая пересекает плоскость диска вблизи звезды. Газодинамическое моделирование выполнено методом конечных объемов на длительной шкале времени. На его основе построены изображения диска, наблюдаемого с полюса и с ребра в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах. Рассмотрен широкий интервал параметров орбиты планеты. Сближение планеты рассматривалось как сонаправленное с вращением диска, так и противоположное (ретроградное). Расчеты показали, что на изображениях диска, видимого с полюса, при сонаправленном падении могут наблюдаться две спиральные ветви, а при ретроградном — одна. В случае наблюдений диска, плоскость которого наклонена под небольшим углом к лучу зрения, могут быть заметны искажения плоскости диска. Кроме того, от диска в сторону движения планеты вытягивается хвост газа, который также может быть отождествлен в наблюдениях.

Ключевые слова: протопланетные диски, экзопланета, численное моделирование, газодинамика.

DOI: 10.31857/S0320010824100057, EDN: NBROAY

ВВЕДЕНИЕ

Свободными планетами (free-floating planet) называют объекты планетных масс, которые не связаны гравитационно ни с одной из звезд. Такие объекты были отождествлены при обзорах звездных скоплений (Сапатеро Осорио и др., 2000; Лукас и др., 2006; Кванц и др., 2010; Делорм и др., 2012; Шольц и др., 2012; Пення Рамирес и др., 2012) и методом гравитационного линзирования в Галактическом поле (Суми и др., 2011; Гауди, 2012 г.; Мроз и др., 2017). Межзвездный объект планетной массы также обнаружен в группе движущихся звезд β Pic (Лю и др., 2013). Недавно при помощи телескопа JWST были открыты изолированные объекты, сравнимые по массе с Юпитером, которые названы JuMBOs (Пирсон и МакКохрин, 2023).

По современным оценкам, в нашей Галактике количество блуждающих планет с массой в несколько масс Юпитера должно превышать количество звезд Главной последовательности как минимум в два раза (Суми и др., 2011; Пауччи и др., 2013). В работе Гулински и Рыбак (2018) показано, что $\sim 1\%$ маломассивных звезд ($< 2M_{\odot}$) захватывают свободную планету за время своей жизни. Такие планеты могут находиться на удаленных от звезды орбитах (> 100 а.е.), иметь заметный эксцентриситет и существенный наклон орбиты относительно экваториальной плоскости звезд,

а также двигаться ретроградно относительно других планет системы.

Предложены различные механизмы возникновения свободных планет. Во-первых, в процессе гравитационного коллапса протозвездного облака возможно формирование свободных объектов планетных масс (Босс, 2001; Падоан и Нордлунд, 2004). Количество таких объектов в популяциях, обнаруженных в нескольких звездных скоплениях, хорошо согласуется с экстраполяцией начальной функции масс звезд в область планетных масс (Берджесс и др., 2009; Марш и др., 2010; Шольц и др., 2012; Мужич и др., 2015). Такие объекты пополняют семейство свободных планет большой массы.

Во-вторых, на стадии формирования планетной системы массивные юпитероподобные планеты могут расположиться таким образом, что система станет динамической неустойчивой. В таком случае одна из планет переходит на высокоэксцентричную близкую к звезде орбиту (которая впоследствии может скругляться приливным взаимодействием), а вторая планета выбрасывается из системы в межзвездное пространство (Расио и Форд, 1996). В работе Мурхед, Адамс (2008) рассматривалась система с двумя планетами-гигантами, которые, мигрируя в протопланетном диске, могут возмущать орбиты друг друга, с последующим увеличением эксцентриситетов их орбит. Такие системы неустойчивы, и часто ре-

*Электронный адрес: proxima1@list.ru

зультатом гравитационного взаимодействия планет-гигантов является выброс планеты из системы или ее падение на звезду.

В-третьих, сгустки вещества, сформированные вследствие гравитационной неустойчивости в массивном протопланетном диске, могут быть выброшены из него в межзвездное пространство после сближения с другой звездой (Басу и Воробьев, 2012; Воробьев и др., 2020). Продолжающийся коллапс таких сгустков может привести к появлению свободных планет-гигантов.

Еще одним источником блуждающих планет могут быть выбросы таковых при сближении сформированной системы с другой одиночной или двойной звездой. В работе Мальмберг и др. (2011) показано, что в процессе близкого пролета ($r_{\min} < 100$ а.е.) одна или несколько планет могут быть мгновенно выброшены из системы, такие планеты могут быть захвачены налетающей звездой или остаться свободными. Кроме того, сближение с внешней звездой может дестабилизировать систему, что, в свою очередь, приведет к отложенному выбросу планеты. Эксцентриситеты планет могут расти при многократном сближении на расстояниях $100 \text{ а.е.} < r_{\min} < 1000 \text{ а.е.}$ Массовые численные расчеты (Ли и Адамс, 2015) показали, что сечение взаимодействия, достаточное для выброса планеты, увеличивается с ростом ее большей полуоси и эксцентриситета. Оно убывает с ростом массы родительской звезды и дисперсии скоростей соседних звезд. При этом достаточное для выброса сечение взаимодействия меньше в случае сближения с одиночной звездой, чем с двойной.

Сближение звезд на расстояния, достаточные для выброса планет из их планетных систем, наиболее вероятны в звездных скоплениях (Спурзем и др., 2009; Фламмини Дотти и др., 2019). Под гравитационным влиянием соседних звезд (одиночных и двойных) эксцентриситеты планет могут существенно увеличиваться (Лафлин и Адамс, 1998; Закамска и Тремейн, 2004), некоторые внешние планеты могут покидать систему (Боли и др., 2012; Хао и др., 2013), а также покидать само звездное скопление. Количество таких планет растет со временем (Чжэн и др., 2015). Изменение орбитальных элементов планет способствует дестабилизации их орбит относительно друг друга, и это повышает вероятность выброса планеты из планетной системы (Кай и др., 2017).

Планеты с орбитальными элементами и массой Юпитера могут сохранять устойчивость орбиты и защищать от внешнего взаимодействия внутренние (относительно его орбиты) планеты системы, в случае малого количества соседних звезд (Фламмини Дотти и др., 2019). Однако при высокой концентрации внешних звезд орбита планеты типа Юпитера может быть заметно дестабилизирована. Расположение планет в резонансах может препятствовать разрушению системы и выбросам планет-гигантов (Сток и др.,

2020). Последствия пролета тела с массой планеты или коричневого карлика через Солнечную систему рассматривались в работе Микрюкова и Шевченко (2024). Согласно данной работе, Солнечная система за все время ее существования не испытывала тесных сближений со свободными планетами массой Юпитера или больше, иначе она была бы дестабилизирована. Таким образом, вероятность подобного взаимодействия для изолированной планетной системы чрезвычайно мала. Однако нельзя исключить подобное взаимодействие на стадии протопланетного диска при большом количестве соседних звезд в скоплении.

В работе (Цинк, 2020) показано, что на поздних стадиях эволюции звезды типа Солнца могут сбросить большую часть своей массы, что приведет к удалению орбит планет гигантов. В таком случае система типа Солнечной будет менее устойчива к возмущению при пролете внешней звезды, возможен выброс всех планет-гигантов, кроме одной. Вероятно, катастрофические события, происходящие на последних стадиях эволюции звезд разных масс, также должны способствовать выбросам планет в межзвездное пространство.

Учитывая множество механизмов возникновения свободных планет и многократные наблюдения таких объектов, можно предположить (как отмечено в работе Суми и др., 2011), что количество таких объектов, как минимум, в несколько раз превосходит количество звезд в Галактике. Поэтому вторжение такого объекта в ближайшее окружение звезды не является исключительно редким событием на временах жизни протопланетного диска при наличии плотного звездного окружения, например, в звездных скоплениях.

В настоящей работе мы рассматриваем последствия пролета массивной планеты сквозь вещество протопланетного диска. Демонстрируется и исследуется возможность наблюдения возникающих в таком случае неоднородностей вещества диска.

МОДЕЛЬ И МЕТОД

Основные уравнения

Расчеты выполнены с помощью пакета для численного решения задач газовой динамики PLUTO¹ (Миньоне и др., 2007). Рассматривалась система нестационарных газодинамических уравнений, описывающих эволюцию газового диска, окружающего молодую звезду Солнечного типа, в сферической системе координат (R, θ, φ) : $144 \times 60 \times 144$ ячеек в области $[0.2; 107.2] \text{ а.е.} \times [15; 165]^\circ \times [0; 360]^\circ$.

Запишем уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

где плотность газа обозначена ρ , а скорость — $\mathbf{v}$.

¹ <http://plutocode.ph.unito.it/>

Запишем уравнение движения газа:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} - p \hat{I})^T = -\rho \nabla \Phi + \nabla \cdot \Pi(\mathbf{v}). \quad (2)$$

Здесь: p — давление газа, $\hat{I}$ — единичная матрица, $\Phi = \Phi_* + \Phi_p$, где $\Phi_* = -GM_*/R$ — гравитационный потенциал, создаваемый звездой (G — гравитационная постоянная, $M_* = 1M_\odot$ — масса звезды, R — расстояние до звезды, $M_\odot$ — масса Солнца, расчеты производятся в системе координат относительно звезды), а Φ_p — сглаженный гравитационный потенциал планеты с массой m_p , которая находится в точке $\mathbf{R}_p$ (Клар, Клей, 2006):

$$\Phi_p = \begin{cases} -\frac{Gm_p}{d}, & d > R_{sm} \\ -\frac{Gm_p}{d} \left(\left(\frac{d}{R_{sm}} \right)^4 - \right. \\ \left. -2 \left(\frac{d}{R_{sm}} \right)^3 + 2 \left(\frac{d}{R_{sm}} \right) \right), & d < R_{sm} \end{cases} \quad (3)$$

при этом параметр $R_{sm} = 0.03R$, $d = \sqrt{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_p)^2}$. $\Pi(\mathbf{v})$ — тензор вязких напряжений:

$$\Pi(\mathbf{v}) = \nu_1 [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T] + \left(\nu_2 - \frac{2}{3} \nu_1 \right) (\nabla \cdot \mathbf{v}) \hat{I}, \quad (4)$$

ν_1 — коэффициент кинематической вязкости, ν_2 — вторая вязкость ($\nu_2 = 0$).

Запишем уравнение энергии (по аналогии с работой Миньоне и др., 2012):

$$\frac{\partial \epsilon_t}{\partial t} + \nabla \cdot [(\epsilon_t + p) \mathbf{v}] = \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \Pi(\mathbf{v})) + \nabla \cdot \mathbf{F}_c - \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi. \quad (5)$$

Здесь полная плотность энергии $\epsilon_t = \rho \epsilon + \rho \mathbf{v}^2/2$ включает в себя удельную внутреннюю энергию газа ϵ . Поток тепла определяется через коэффициент теплопроводности κ и градиент температуры газа T : $\mathbf{F}_c = \kappa \cdot \nabla T$. Коэффициенты для вязкости и теплопроводности задаются с учетом турбулентных и ламинарных слагаемых по аналогии с работой Григорьева и Демидовой (2024). Использование ненулевых коэффициентов переноса необходимо для сглаживания узкого переходного слоя между разреженной горячей короной диска и более плотным холодным веществом диска. Кроме того, при движении планеты в газовой среде ожидается появление головной волны, что потенциально может повлечь излишние численные разрывы, которые невозможно разрешить при используемой расчетной сетке. Наличие теплопроводности и вязкости также позволяет сгладить этот момент.

Замыкает систему уравнений (1)–(5) уравнение состояния идеального газа: $p = \rho \epsilon (\gamma - 1)$, $\gamma = 1.05$, так что температура остается почти постоянной. Это приближение имитирует ситуацию, когда молекулярные и атомные газы остаются почти изотермическими. Предполагается, что заданный профиль температуры сохраняется практически во всем объеме диска на протяжении моделирования.

Следует заметить, что в данной работе не рассматривалось влияние на газ процессов, связанных с переносом излучения (нагрев УФ-излучением от горячих областей звезды, охлаждение пыли) и с взаимодействием пыли и газа. Также не учитывалась самогравитация диска.

Начальные и граничные условия, единицы измерения

Газодинамические расчеты выполнены в системе единиц, которые перечислены в табл. 1.

Следуя работе (Нельсон и др., 2013), начальное распределение плотности в диске задавалось следующим образом:

$$\rho(r, z, 0) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^p \exp \left(\frac{GM}{c_s^2(r)} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{r} \right] \right). \quad (6)$$

Здесь $r = R \sin \theta$ — цилиндрический радиус, z — высота над экватором, $c_s(r)$ — скорость звука на этом радиусе, r_{in} — внутренний радиус диска.

Скорость звука в диске определялась следующим образом

$$c_s^2(r) = c_0^2 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^q, \quad (7)$$

где c_0 — скорость звука на расстоянии r_{in} . Скорость звука совместно с угловой кеплеровской скоростью $\Omega_K(r) = \sqrt{GM/r^3}$ определяет полутолщину диска $H(r) = c_s(r)/\Omega_K(r)$. Из уравнения (7) следует, что

$$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{(q+3)/2}, \quad (8)$$

где $H_0 = c_0/\Omega_K(r_{in})$.

В работе приняты значения $p = -2.25$ и $q = -0.5$. В таком случае распределение поверхностной плотности определяется формулой $\Sigma \approx \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-1}$. Значение Σ_0 определяется общей массой диска, которая равна $M_d = 0.01M_\odot$ (Уильямс и Сиеса, 2011). При этом $\rho_0 = \frac{\Sigma_0}{\sqrt{2\pi}H_0}$. Значение c_0 выбиралось таким образом, чтобы температура на внутренней границе диска ($r_{in} = 0.2$) была равна $T_0 = \frac{c_0^2 \mu m_H}{\gamma k_B} = 1000$ К, в таком случае $H_0 \approx 0.006$ а.е. Молярный вес газа в диске $\mu = 2.35$ (Дютри и др., 1994), m_H — масса атома водорода, а k_B — постоянная Больцмана.

Плотность в ячейке ограничена снизу значением $10^{-10}\rho_0$, и вся область, занятая столь разреженной средой, считается короной с температурой 10^4 К и молярным весом $\mu = 0.71$.

Начальная угловая скорость вещества задается формулой:

$$\Omega(r, z) = \Omega_K(r) \left[(p+q) \left(\frac{H}{r} \right)^2 + (1+q) - \frac{qr}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Таблица 1. Единицы нормировки

Параметр	Обозначение	Значение	в ед. СГС	Комментарий
Единица массы	M_0	1.98×10^{33}	г	$M_\odot$
Единица длины	L_0	1.496×10^{13}	см	1 а.е.
Единица времени	t_0	3.16×10^7	с	1 год
Единица плотности	ρ_0	5.94×10^{-7}	г/см ³	M_0/L_0^3
Единица скорости	v_0	4.74×10^5	см/с	$2\pi L_0/t_0$

Таким образом, координаты скорости каждой ячейки диска задаются равными $\mathbf{v} = (v_R, v_\theta, v_\varphi) = (0, 0, \Omega r)$. В случае расчетов с ретроградным падением планеты начальная азимутальная скорость заменяется на отрицательную: $v_\varphi = -\Omega r$. Таким образом при ретроградном падении планеты диск вращается по часовой стрелке в плоскости xy , а при сонаправленном — против.

Левое граничное условие по R задается из соотношений равенства тепловых турбулентных потоков, непрерывности вязкого турбулентного потока и сохранения углового момента. Значения в граничных ячейках обозначаются нижним индексом b , без индекса — в расчетных приграничных ячейках:

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{turb } b} \frac{\partial T_b}{\partial R} &= -\kappa_{\text{turb}} \frac{\partial T}{\partial R}; \\ v_{\text{turb } b} \frac{\partial \rho_b \mathbf{v}_b}{\partial R} &= v_{\text{turb}} \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial R}; \quad \rho_b v_{\varphi b} R_b = \rho v_\varphi R. \end{aligned} \quad (10)$$

при этом компонента v_{Rb} всегда направлена в сторону звезды или нулевая.

Правое граничное условие по R свободное, т.е. все величины, используемые в расчетах, имеют градиент по R равный нулю. Также установлены свободные граничные условия по θ с обеих сторон и периодические граничные условия по φ .

В начальный момент времени планета массой $m_p = 10 M_{\text{Jup}}$ (M_{Jup} — масса Юпитера) располагается на расстоянии $R_{p0} = 150$ а.е. Расчеты показали, что вещество диска возмущается планетой, когда она пролетает непосредственно над диском на расстоянии ≤ 100 а.е. от звезды. Увеличение начального расстояния до звезды в два раза, не оказало существенного влияния на поведение и время жизни наблюдаемых структур. Начальная скорость планеты принималась равной второй космической скорости на данном расстоянии $V = \sqrt{\frac{2GM}{R_{p0}}}$. Долгота восходящего угла орбиты планеты во всех расчетах задавалась $\Omega = 0^\circ$ (пересечение плоскости диска происходит на оси x), перигелическое расстояние (q), аргумент перигелия (ω), наклонение (i) орбиты планеты к исходной плоскости диска варьировались.

Генерация изображений

Для трехмерных расчетов переноса излучения при известном распределении плотности газа в рассматриваемой области использовался код RADMC-3D² (Дуллемонд и др., 2012), в котором решение уравнения переноса излучения выполняется методом Монте-Карло. В настоящей работе мы предполагаем, что общая масса мелкой пыли (0.1 мкм) равна $\sim 2 \times 10^{-5} M_\odot$. Количество мелкой пыли убывает в процессе эволюции протопланетного диска (см., например, Тести и др., 2014) за счет укрупнения пылинок. Мы предполагаем, что максимальный размер пыли таков, что не достигается предел Релея ($\lambda \approx 2\pi a_{\text{max}}$, где λ — длина волны, a_{max} — радиус сферической пылинки), при котором возникает скачок непрозрачности пыли. Для расчетов прямого и рассеянного излучения взято 10^8 фотонов. Непрозрачность пыли для магнево-железных силикатов (Доршнер и др., 1995) рассчитывалась по теории Ми (1908) с помощью кода, включенного в пакет RADMC-3D (Борен и Хаффман, 1998).

Рассчитанные потоки излучения использовались для моделирования изображений, которые потенциально можно получить при наблюдениях с помощью радиоинтерферометра ALMA. Моделирование проведено с помощью симулятора CASA 6.5³ (Петру и др., 2012). Расчеты выполнялись на длине волны 740 мкм (Band 8) для положения $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}58^{\text{s}}.5$; $\delta = +24^\circ 44' 54''.1$ (CQ Tau) на расстоянии 140 пк, полосу пропускания для наблюдателя в континууме равна 6 ГГц, время экспозиции 2^h. Конфигурация антенны соответствовала Циклу 5 (5.7 из доступных конфигураций CASA), при которой размер луча (beam) был $\approx 0''.15$. Тепловой шум был добавлен с помощью опции tsys-atm пакета CASA, при этом осаждаемый водной пар $PWV = 0.6$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Во всех моделях планета движется по параболической орбите из нижней части полупространства ($z < 0$) пересекает плоскость диска (z) дважды и снова уходит под диск. Движение планеты гравитационно

²<https://www.ita.uni-heidelberg.de/dullemond/software/radmc-3d/>

³<https://casa.nrao.edu/>

возмущает вещество диска. Поэтому, как показали газодинамические расчеты, чем дальше планета находится в непосредственной близости от плоскости протопланетного диска, тем сильнее он искажается, и более заметны крупномасштабные асимметрии на его изображениях. Были выбраны длительные газодинамические расчеты модели с параметрами $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$ и $\omega = 90^\circ$ для сонаправленного и ретроградного пролета планеты, на основе которых были построены изображения диска с полюса и с ребра в ближней инфракрасной (ИК) области спектра (3 мкм). Орбита такой планеты проходит точку перицентра в момент времени $t \approx 144$ года от начала расчетов.

Расчеты показали, что плоскость диска изгибается, и в направлении движения планеты образуется горб вещества, который смещается по диску вследствие кеплерова вращения диска. Затем, после второго пересечения плоскости диска должен сформироваться второй спиралевидный горб. И он действительно формируется в случае сонаправленного падения планеты (рис. 1, вверху). Однако в случае ретроградного падения второй горб сливается с первым из-за вращения диска (рис. 1, внизу). Плотность вещества в спиральных горбах превосходит плотность окружающей среды диска. Например, на расстоянии 40 а.е. в момент времени 200 лет плотность в горбе выше плотности на том же расстоянии в плоскости диска в 1.7 раза, тогда как через 290 лет — в 1.25 раза. Температура пыли на ближайшей к звезде поверхности горба на несколько градусов ($2 - 5$ К) выше, чем у окружающей среды.

Поэтому при приближении планеты к точке перицентра на изображении диска в ИК-диапазоне видна однорукавная спираль, которая представляет собой спиралевидный горб, выступающий под диском. Затем при сонаправленном пролете планеты на изображении протопланетного диска, видимом с полюса, визуализируется двурукавная спираль (рис. 2). На изображении с ребра видны неоднородности в атмосфере диска. В случае ретроградного падения планеты на изображениях наблюдается лишь однорукавная спираль во внешней части диска, которая также может быть видна при наблюдениях с ребра, особенно на ранних стадиях взаимодействия планеты с диском (до прохождения перицентра и незадолго после).

Во внутренней части диска в обоих случаях видны яркие двухрукавные спирали. По-видимому, их возникновение связано с тем, что планета пересекает плоскость диска дважды. Направление закручивания спиралей противоположно для ретроградного и для сонаправленного пролетов планеты. Уменьшение видимого размера диска в момент времени 290 лет связано с изгибом диска вследствие реакции на пролет планеты.

На рис. 4 показаны изображения диска, наблюдаемого снизу в направлении оси z в момент времени $t = 200$ лет. Видно, что структуры более яркие в срав-

нении с наблюдениями сверху (рис. 2, 3). Это связано с тем, что в данном случае горбы вещества расположены под плоскостью диска (ближе к наблюдателю), так как планета приближается к диску снизу ($z < 0$). Отличия заметны при расположении планеты вблизи перицентра и до него в ИК-диапазоне. Затем вещество бурно перемешивается вследствие вращения диска, и уже в момент времени $t = 290$ лет вид снизу и сверху практически не отличаются друг от друга.

Со временем возмущение захватывает весь диск, и к моменту $t \approx 290$ лет, когда планеты удаляется на расстояние, равное начальному, на изображениях с полюса видна крупномасштабная спиральная структура, а при наблюдениях с ребра заметна асимметрия относительно плоскости диска. Через 500 лет от начала расчетов в диске все еще заметна спиралевидная структура, однако картина выглядит размытой (рис. 2, 3).

С увеличением угла наклона орбиты планеты уменьшается время ее пребывания в непосредственной близости от плоскости диска. На рис. 5 показаны изображения диска для модели с параметрами $q = 5$ а.е., $i = 20^\circ$ и $\omega = 90^\circ$ для сонаправленного и ретроградного случаев. Спиральные структуры все еще видны, однако они менее яркие, особенно на периферии диска, по сравнению с конфигурациями, где $i = 10^\circ$.

С увеличением периферического расстояния q (в пределах размера диска) растет вероятность столкновения диска с планетой. Расчеты показали, как и следовало ожидать, что, чем дальше от звезды происходит взаимодействие, тем больше искажается разреженная периферия диска (рис. 6, 7). Спиральные структуры выглядят более яркими, кроме того, от диска в направлении движения планеты тянутся хвосты вещества.

В рассмотренной выше модели первое и второе пересечения плоскости диска планетой происходят на одинаковом расстоянии ($r \approx 10$ а.е.), так как $\omega = 90^\circ$. Были рассмотрены еще три случая: во-первых, одиночное пересечение плоскости диска орбитой планеты ($\omega = 0^\circ$), во-вторых, когда первое пересечения (r_1) происходит ближе к звезде, чем второе (r_2) и наоборот. Когда $\omega = 45^\circ$: $r_1 \approx 5.87$ а.е., $r_2 \approx 34.14$ а.е.; а в случае $\omega = 135^\circ$: $r_1 \approx 34.14$ а.е., а $r_2 \approx 5.87$ а.е. В целом картина неоднородностей мало отличается при вариациях ω . Однако можно отметить, что в случае $\omega = 0^\circ$ и $\omega = 45^\circ$ больше возмущена периферия диска, тогда как при $\omega = 45^\circ$ одна ветвь спирали существенно ярче другой при сонаправленном пролете. А в ретроградном случае однорукавная спираль более яркая при $\omega = 0^\circ$ и $\omega = 45^\circ$.

Уменьшение массы планеты на порядок ($1M_{\text{Юп}}$) приводит к уменьшению высоты, на которую поднимается возмущенное вещество диска. Несмотря на то, что спиральные структуры, подобные описанным выше, выделяются в распределении газа, при моде-

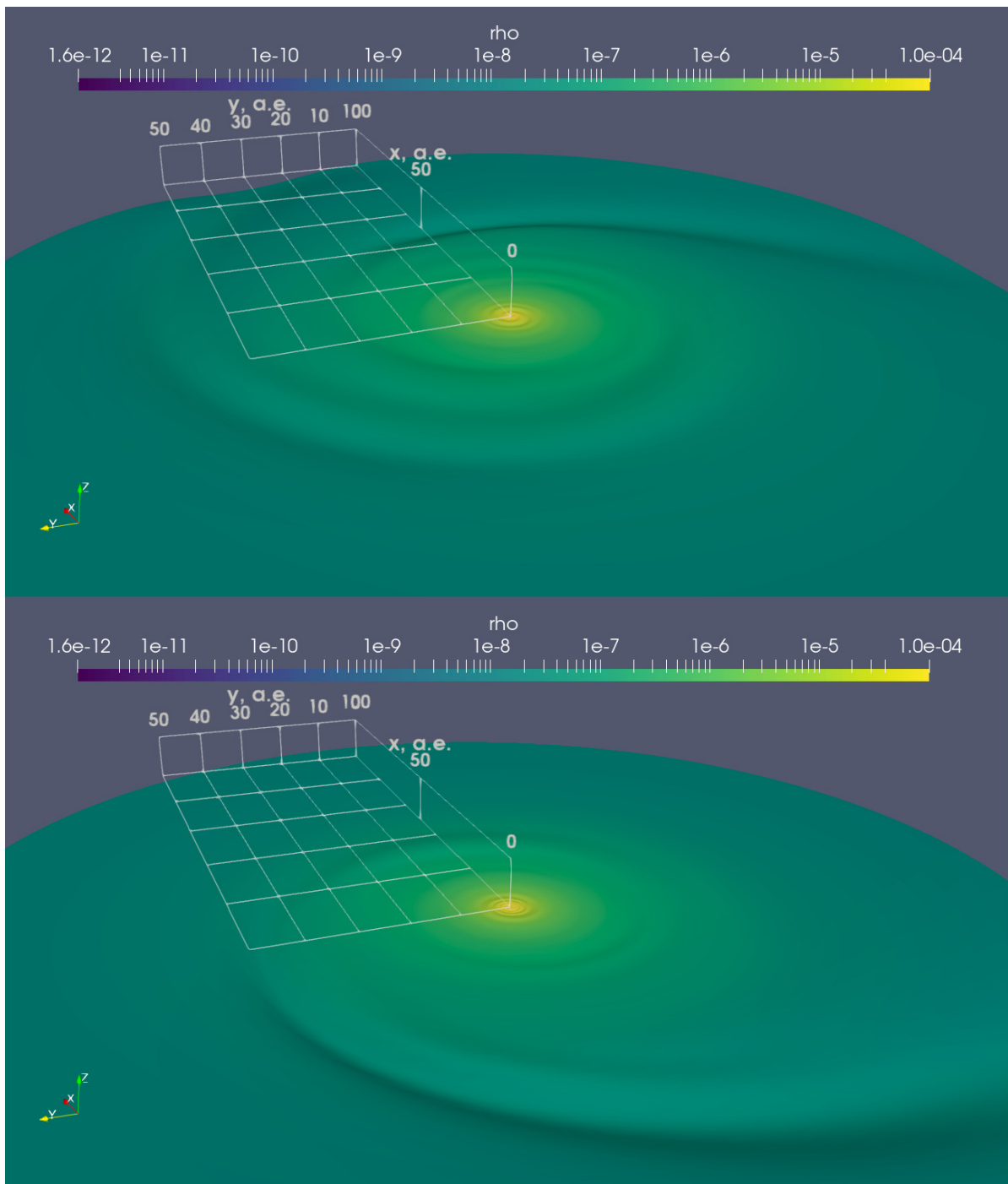


Рис. 1. Поверхность максимальной плотности на момент времени 290 лет относительно начала расчетов в модели $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$. Сверху показан случай сонаправленного пролета, а снизу — ретроградного. Цветом показана плотность в единицах $\rho_0 = 6 \times 10^{-7} \text{ г см}^{-3}$. Координатный параллелепипед показан для масштаба.

лировании изображений они неразличимы на фоне остального диска. Минимальная масса, при которой спиральные структуры могут быть отождествлены, составляет $3M_{\text{Jup}}$.

Анализ теплового излучения пыли показал, что описанные выше структуры могут наблюдаться, если масса мелкой пыли (размером 0.1 мкм) составляет не менее $10^{-4} M_\odot$. На рис. 8 показан поток излучения для

двух моделей с наиболее яркими относительно фона двухрукавной и однорукавной спиральями. В логарифмической шкале спиральные структуры выделяются на фоне остального диска, также видны искажение плоскости диска с ребра. Спиральные структуры различимы и на теоретических изображениях, полученных для телескопа ALMA (рис. 9), тогда как вертикальные искажения диска не отождествляют-

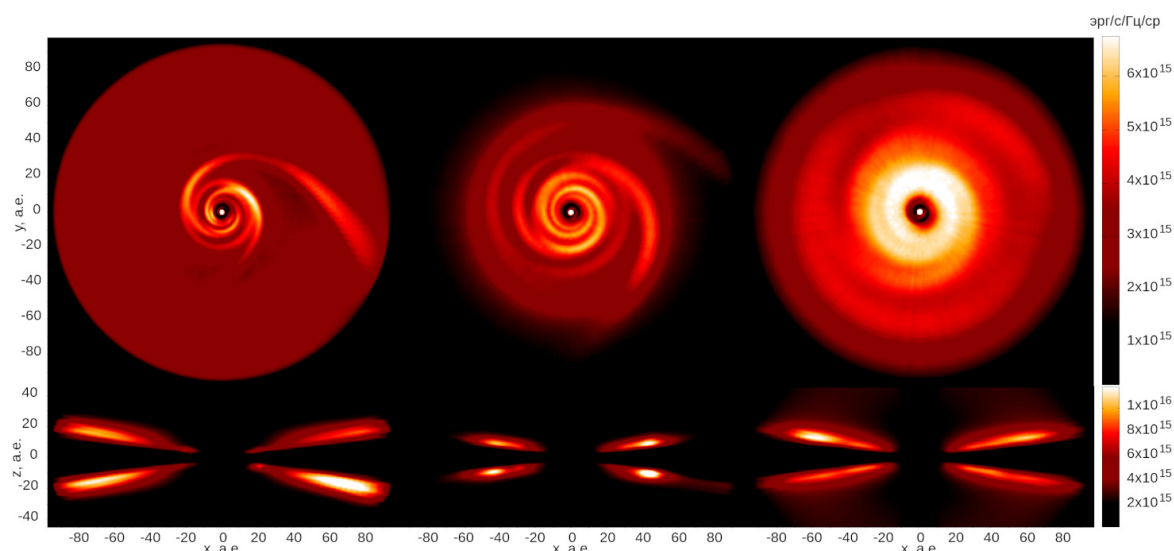


Рис. 2. Цветом показано произведение потока излучения на длине волны 3 мкм на квадрат расстояния для случая сонаправленного падения планеты на диск. Параметры моделей: $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$. Слева показан момент времени $t = 200$ лет от начала расчетов, в центре — $t = 290$ лет, справа — $t = 500$ лет. Верхние графики соответствуют направлению луча зрения против оси z , а нижние — вдоль оси y .

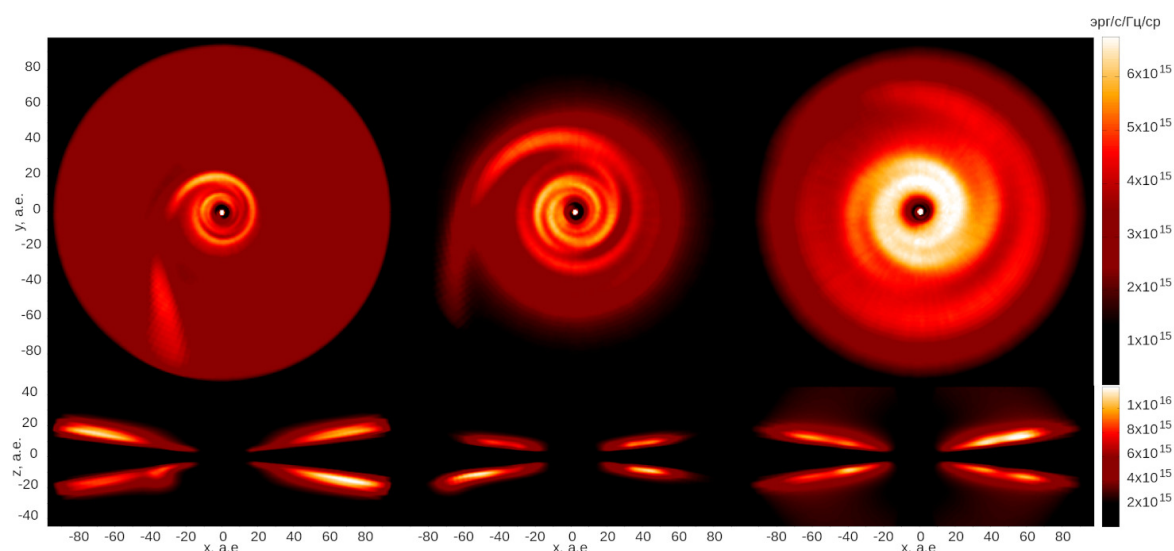


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для случая ретроградного падения планеты на диск.

ся. Расчеты показали, что наблюдения однорукавных спиралей в субмиллиметровом диапазоне возможны в случае близкого пролета при $q \approx 5$ а.е., тогда как двухрукавные спирали могут быть разрешены при неблизком пролете с периферическим расстоянием $q \approx 20$ а.е.

ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние пролета звезды Солнечного типа на динамику протопланетного диска рассматривалось в ряде работ. Расчеты Пфальцнер (2008) показали, что такое событие может вызвать вспышку аккреционной ак-

тивности на звезду, при которой темп аккреции возрастает на несколько порядков. Сонаправленный с вращением диска пролет звезды сквозь его вещество существенно изменял структуру диска, образовывался приливной спиралевидный хвост вещества, часть материи захватывалась налетающей звездой (Форган и Райс, 2010).

Вычисления с учетом взаимодействия газа и пыли (Куэлло и др., 2019) показали, что близкий пролет звезды провоцирует развитие спиральной структуры в распределении пыли и газа, которая сохраняется тысячи лет после периастра. Плоскость диска искажает-

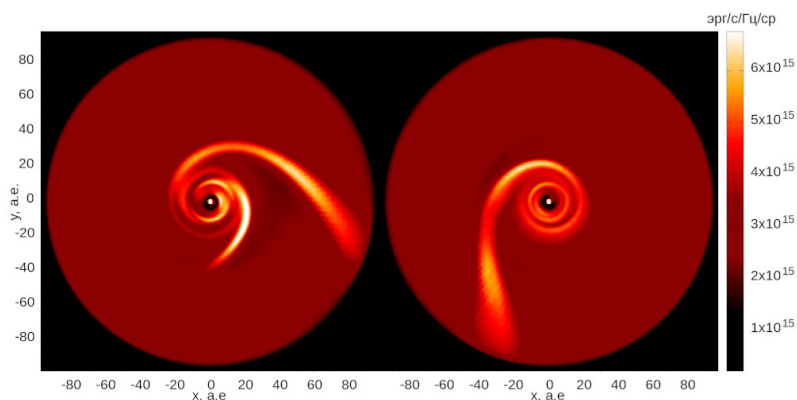


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для случая, когда луч зрения направлен вдоль оси z в момент времени $t = 200$ лет. Слева сонаправленный пролет, а справа — ретроградный.

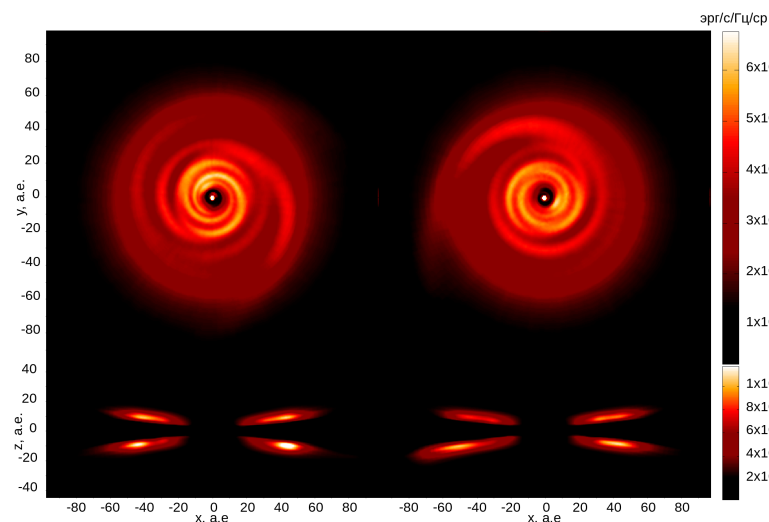


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но для наклона орбиты планеты $i = 20^\circ$ ($q = 5$ а.е., $\omega = 90^\circ$) в момент времени $t = 290$ лет. Слева сонаправленный пролет, а справа — ретроградный.

ся, а пылевой диск становится более компактным по сравнению с газовым. Анализировались изображения этих дисков в оптическом, инфракрасном и субмиллиметровых диапазонах (Куэлло и др., 2020).

В работе Борхерт и др. (2022а) подобные расчеты были выполнены повторно с учетом переноса излучения. Они показали, что темп аккреции на налетающую звезду может воспроизвести FU Ori-подобную по временным характеристикам и амплитуде вспышку. Однако звезда должна пролететь через центральные области диска (< 20 а.е.). Такие сближения маловероятны даже в звездных скоплениях. Более далекий пролет звезды с перицентрическим расстоянием 500 а.е. может спровоцировать развитие тепловой и магнито-ротационной неустойчивости во внутренней части диска, что может привести к отложенному (~ 1000 лет после сближения) всплеску темпа аккреции (Скляревский и Воробьев, 2023).

Случай проникающего сближения двух звезд с протопланетными дисками рассматривался в работе Бор-

херт и др. (2022b). Расчеты показали, что в дисках обеих звезд распространяются спиральные волны, искажается плоскость обоих дисков, размеры дисков уменьшаются после пролета, они соединены спиральным хвостом вещества. Таким образом в случае сближения звезды с протопланетным диском его структура меняется (Куэлло и др., 2023). Образуются спиральные волны, деформируется плоскость диска, увеличивается его эксцентриситет, часть вещества может быть захвачена налетающей звездой. Сонаправленный пролет производит более разрушительное влияние на протопланетный диск, чем ретроградный.

При ретроградном сближении с массивной звездой ($\geq 5M_\odot$) протопланетный диск может изменить наклон своей плоскости относительно экваториальной плоскости родительской звезды (Сян-Грюсс, 2016).

В работе Воробьева и др. (2020) исследовались процессы вытягивания хвостов вещества (tail-like structures) из протопланетных дисков. Авторы пока-

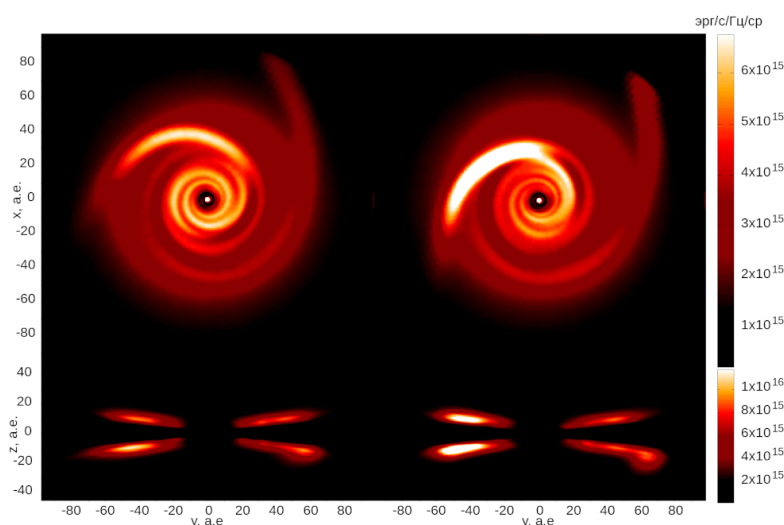


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, но для случая сонаправленного пролета планеты в момент времени $t = 290$ лет. Слева показана модель, в которой перигелическое расстояние $q = 10$ а.е., а справа — $q = 20$ а.е. ($i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$). На нижних графиках луч зрения направлен вдоль оси x .

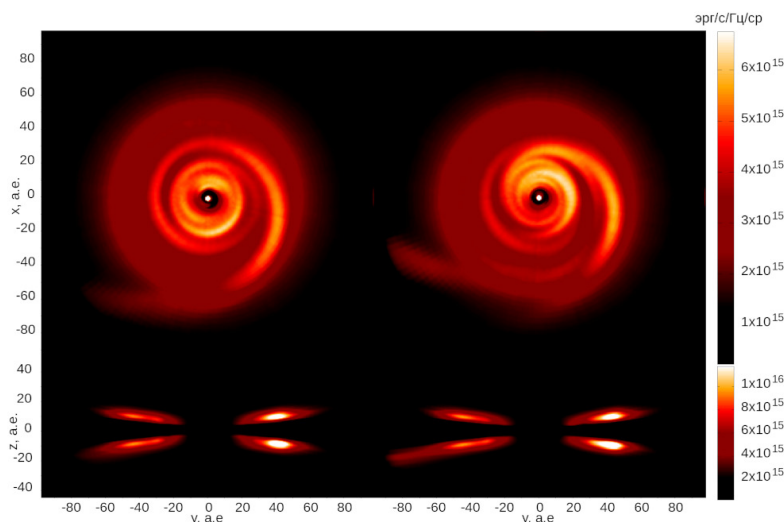


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для случая ретроградного пролета планеты.

зали, что выбросы сгустков из массивных газовых дисков молодых звезд вследствие гравитационной неустойчивости могут также быть причиной образования хвостоподобных структур, представляющих собой ударную волну с плотным периметром и разреженной внутренней частью. Кроме того, при близком пролете звезды сквозь гравитационно устойчивый диск могут сформироваться три хвоста вещества. До и после столкновения с диском налетающая звезда увлекает вещество из диска за собой, а также формируется спиралевидный массивный хвост вещества. Такие структуры могут потенциально наблюдаться в рассеянном свете и субмиллиметровом диапазоне. Протяженные потоки вещества, связанные с протопланетными дисками, обнаружены у ряда молодых объектов (Кабрит и др., 2006; де Леон и др., 2015;

Гаруфи и др., 2022).

В предыдущей работе, где мы моделировали взаимодействие газовой струи с протопланетным диском (Григорьев и Демидова, 2024), искажения диска также были значительны уже при начальной массе струи, равной 1 масса Юпитера. Наблюдались спиральные волны, образовывался внутренний диск, наклоненный относительно периферии, сохранявшей начальную плоскость диска.

В настоящей работе мы показали, что при пролете сквозь протопланетный диск массивной планеты структура протопланетного диска меняется менее существенно. Однако подобные структуры, как и в случае пролета другой звезды, наблюдаются и при сближении диска с планетой. Во-первых, на изображениях диска с полюса видна однорукавная или двухрукав-

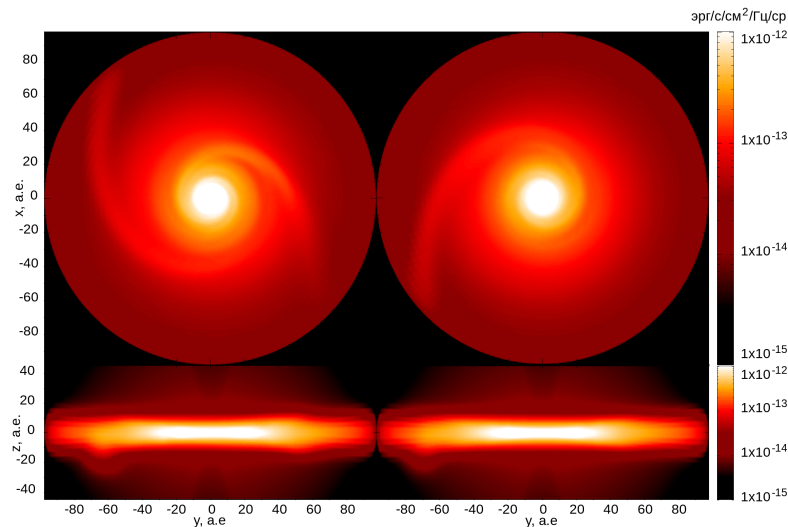


Рис. 8. Цветом показан поток излучения на длине волны 740 мкм в логарифмической шкале в момент времени $t = 290$ лет. Слева сонаправленный пролет для модели с параметрами: $q = 20$ а.е., $i = 10^\circ$, $\omega = 90^\circ$, а справа — ретроградный для модели: $q = 5$ а.е., $i = 10^\circ$ и $\omega = 90^\circ$. Верхние графики соответствуют направлению луча зрения против оси z , а нижние — вдоль оси x .

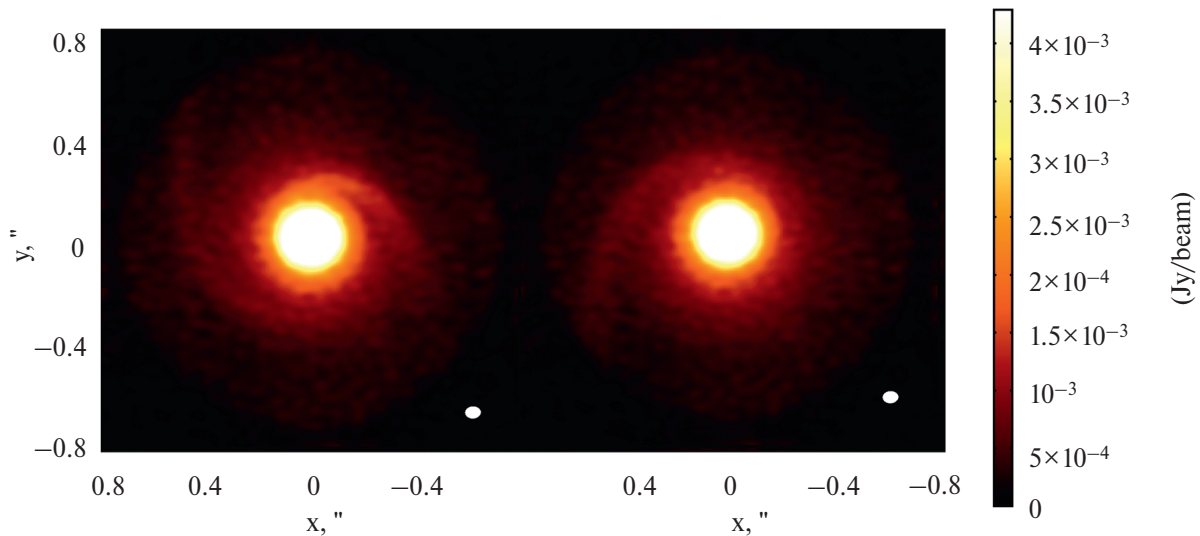


Рис. 9. Синтезированные изображения, которые потенциально могут быть получены на радиоинтерферометре ALMA на длине волны 740 мкм, соответствуют моделям, представленным на рис. 8. Цветовая шкала дана в Ян/beam.

ная спираль. Во-вторых, искажается плоскость диска, и, наконец, в направлении планеты из диска тянется хвост вещества. Следует отметить, что в рассмотренных моделях из-за ограниченного размера расчетной области, этот хвост обрезан, и в ряде моделей ожидается его существование и за пределами расчетной сетки.

Спирали были обнаружены на изображениях звезд AB Aur (Фукагава и др., 2004), Elias 2-27 (Панек-Карреньо и др., 2021), MWC 758 (Донг и др., 2018), HD 135344B (Казассус и др., 2021). Спиральные волны, отождествленные на изображениях протопланетных дисков, могут быть вызваны различными при-

чинами. Например, движением планеты по замкнутой орбите или развитием гравитационной неустойчивости (см., например, Меру и др., 2017). Однако и пролет планеты сквозь протопланетный диск может породить такие структуры. Формирование транзитных спиральных структур было выявлено также при моделировании циркумбинарных планетезимальных дисков (Демидова и Шевченко, 2015).

У ряда объектов, наблюдаемых с ребра, также заметна асимметрия диска относительно центральной плоскости. Вероятно, это связано с искажением плоскости диска. Примерами являются звезды HD 111520 (Кроттс и др., 2022), Proplyd 114-426 (МакКохрин и

О’Делл, 1996), IRAS 23077+6707 (Монш и др., 2024), Orp 163131 (Вилленав и др., 2020; Флорес и др., 2021), HD 141943 (Суммер и др., 2014). Интересно отметить звезду HD106906, протопланетный диск которой наблюдается с ребра. С одной стороны край диска более вытянут, чем с другой, и напоминает хвост вещества, который тянется за планетой. Кроме того, обнаружена и удаленная планета, вероятно, на сильно вытянутой орбите (Нгуен и др., 2021).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты показали, что массивная планета в 10 масс Юпитера может существенно возмутить вещество протопланетного диска. При сонаправленном пролете такой планеты сквозь диск на его поверхности возникают два спиралевидных горба, а при ретроградном пролете — только один. Эти горбы видны на изображениях диска как спиральные структуры при наблюдениях с полюса, и как асимметрии относительно плоскости диска при наблюдениях с ребра. Они могут быть отождествлены как в ИК, так и в субмиллиметровом диапазоне. Кроме того, планета может вытянуть из диска хвост вещества, который также может быть обнаружен при наблюдениях. Наблюдение таких структур возможно в ближайших областях звездообразования на расстояниях ~ 140 пк.

Вариации параметров орбиты планеты влияют на яркость отдельных структур, однако общая картина крупномасштабных неоднородностей сохраняется. Со временем структуры рассеиваются в диске с характерным временем ~ 500 лет. Данный промежуток времени существенно меньше характерного времени жизни протопланетного диска $\sim 10^6$ лет (Хайш и др., 2001; Уильямс и Сиеса, 2011), поэтому последствия одного пролета вряд ли могут быть обнаружены при наблюдениях. Однако результаты исследований применимы и для случая планеты на сильно вытянутой эллиптической орбите. Например, орбита планеты с перигелическим расстоянием 5 а.е. и апоцентрическим 150 а.е. имеет большую полуось 77.5 а.е., эксцентриситет ≈ 0.94 а.е. В таком случае период оборота вокруг звезды типа Солнца составляет ≈ 682 года, следовательно за время жизни протопланетного диска такая планета столкнется с диском несколько тысяч раз. Это существенно повышает вероятность наблюдения описанных структур.

Анализ расчетов показал, что пролет планеты не влияет на темп аккреции газа из диска на звезду. Подобное явление не может привести к формированию наклона внутренней части диска относительно периферии. Однако при определенных условиях может вызвать затмение на кривой блеска звезды типа UX Ori (Григорьев и Демидова, 2025).

Полученные результаты применимы и в случае осколочного диска, поскольку массивная планета, в первую очередь, оказывает гравитационное воздей-

ствие на диск. Кроме того, если планета движется по сильно вытянутой орбите, которая пересекает плоскость диска, в нем должны возникать, а затем рассеиваться описанные выше структуры. Таким образом, вероятность наблюдения описанных структур будет выше, поскольку они могут возникать периодически, пусть и с довольно большим периодом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам за ценные замечания. Расчеты проводились с использованием ресурсов Центра коллективного пользования научным оборудованием “Центр коллективного пользования вычислительными ресурсами МСЦ НИЦ «Курчатовский институт»” (Савин и др., 2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басу, Воробьев (S. Basu and E. I. Vorobyov), *Astrophys. J.* **750**, 30 (2012).
2. Боли и др. (A.C. Boley, M.J. Payne, and E.B. Ford), *Astrophys. J.* **754**, 57 (2012).
3. Босс (A.P. Boss), *Astrophys. J. (Lett.)* **551**, L167 (2001).
4. Борен, Хаффман (C.F. Bohren and D.R. Huffman), *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, p. 544, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (1998).
5. Борхерт и др. (E.M.A. Borchert, D.J. Price, C. Pinte, and N. Cuello), *MNRAS* **510**, L37 (2022a).
6. Борхерт и др. (E.M.A. Borchert, D.J. Price, C. Pinte, and N. Cuello), *MNRAS* **517**, 4436 (2022b).
7. Берджесс и др. (A.S.M. Burgess, E. Moraux, J. Bouvier, C. Marmo, L. Albert, and H. Bouy), *Astron. Astrophys.* **508**, 823 (2009).
8. Воробьев и др. (E.I. Vorobyov, A.M. Skliarevskii, V.G. Elbakyan, M. Takami, H.B. Liu, S.-Y. Liu, and E. Akiyama), *Astron. Astrophys.* **635**, A196 (2020).
9. Вилленав и др. (M. Villenave, F. Menard, W.R.F. Dent, G. Duchene, K.R. Stapelfeldt, M. Benisty, Y. Boehler, G. van der Plas, et al.), *Astron. Astrophys.* **642**, A164 (2020).
10. Гаруфи и др. (A. Garufi, L. Podio, C. Codella, D. Segura-Cox, M. Vander Donckt, S. Mercimek, F. Bacciotti, D. Fedele, et al.), *Astron. Astrophys.* **658**, A104 (2022).
11. Гауди (B. S. Gaudi), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **50**, 411 (2012).
12. Григорьев, Демидова (V.V. Grigoryev and T.V. Demidova), *Lobachevskii J. of Math.* **46**, 1 (2025).
13. Григорьев В.В., Демидова Т.В., *Астрон. журн.* **101**, 10, с. 2–20 (2024).
14. Гулински, Рыбак (N. Gouliniski and E.N. Ribak), *MNRAS* **473**, 1589 (2018).
15. де Леон и др. (J. de Leon, M. Takami, J. L. Karr, J. Hashimoto, T. Kudo, M. Sitko, S. Mayama, N. Kusakabe, et al.), *Astrophys. J.* **806**, L10 (2015).
16. Делорм и др. (P. Delorme, J. Gagne, L. Malo, C. Reyle, E. Artigau, L. Albert, T. Forveille, X. Delfosse, et al.), *Astron. Astrophys.* **548**, A26 (2012).
17. Демидова, Шевченко (T.V. Demidova and I.I. Shevchenko), *Astrophys. J.* **805**, 38 (2015).

18. Донг и др. (R. Dong, S. Liu, J. Eisner, S. Andrews, J. Fung, Z. Zhu, E. Chiang, J. Hashimoto, et al.), *Astrophys. J.* **860**, 124 (2018).
19. Доршнер и др. (J. Dorschner, B. Begemann, T. Henning, C. Jaeger, and H. Mutschke), *Astron. Astrophys.* **300**, 503 (1995).
20. Дуллемонд и др. (C.P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, F. Sereshti, R. Shetty, T. Peters, B. Commercon, and M. Flock), *Astrophys. Source Code Lib. ascl:1202.015* (2012).
21. Дютри и др. (A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon), *Astron. Astrophys.* **286**, 149 (1994).
22. Закамска, Тремейн (N.L. Zakamska and S. Tremaine), *Astron. J.* **128**, 869 (2004).
23. Кабрит и др. (S. Cabrit, J. Pety, N. Pesenti, and C. Dougados), *Astron. Astrophys.* **452**, 897 (2006).
24. Кай и др. (M.X. Cai, M.B.N. Kouwenhoven, S.F. Portegies Zwart, and R. Spurzem), *MNRAS* **470**, 4337 (2017).
25. Казассус и др. (S. Casassus, V. Christiaens, M. Carcamo, S. Perez, P. Weber, B. Ercolano, N. van der Marel, C. Pinte, et al.), *MNRAS* **507**, 3789 (2021).
26. Кванц и др. (S.P. Quanz, B. Goldman, T. Henning, W. Brandner, A. Burrows, and L.W. Hofstetter), *Astrophys. J.* **708**, 770 (2010).
27. Клар, Клей (H. Klahr and W. Kley), *Astron. Astrophys.* **445**, 747 (2006).
28. Кроггс и др. (K.A. Crotts, Z.H. Draper, B.C. Matthews, G. Duchene, T. M. Esposito, D. Wilner, J. Mazoyer, D. Padgett, et al.), *Astrophys. J.* **932**, 23 (2022).
29. Куэлло и др. (N. Cuello, F. Louvet, D. Mentiplay, C. Pinte, D.J. Price, A.J. Winter, R. Nealon, F. Menard, et al.), *MNRAS* **491**, 504 (2020).
30. Куэлло и др. (N. Cuello, F. Menard, and D.J. Price), *European Phys. J. Plus* **138**, 11 (2023).
31. Куэлло и др. (N. Cuello, G. Dipierro, D. Mentiplay, D.J. Price, C. Pinte, J. Cuadra, G. Laibe, F. Menard, et al.), *MNRAS* **483**, 4114 (2019).
32. Лафлин, Адамс (G. Laughlin and F.C. Adams), *Astrophys. J.* **508**, L171 (1998).
33. Ли, Адамс (G. Li and F.C. Adams), *MNRAS* **448**, 344 (2015).
34. Лю и др. (M.C. Liu, E.A. Magnier, N.R. Deacon, K.N. Allers, T.J. Dupuy, M.C. Kotson, K.M. Aller, W.S. Burgett, et al.), *Astrophys. J.* **777**, L20 (2013).
35. Лукас и др. (P.W. Lucas, D.J. Weights, P.F. Roche, and F.C. Riddick), *MNRAS* **373**, L60 (2006).
36. Мальмберг и др. (D. Malmberg, M.B. Davies, and D.C. Hoggie), *MNRAS* **411**, 859 (2011).
37. Марш и др. (K.A. Marsh, P. Plavchan, J.D. Kirkpatrick, P.J. Lowrance, R.M. Cutri, and T. Velusamy), *Astrophys. J.* **719**, 550 (2010).
38. МакКохрин, О'Делл (M.J. McCaughrean and C.R. O'Dell), *Astron. J.* **111**, 1977 (1996).
39. Меру и др. (F. Meru, A. Juhasz, J.D. Ilee, C.J. Clarke, G.P. Rosotti, and R.A. Booth), *Astrophys. J.* **839**, L24 (2017).
40. Ми (G. Mie), *Annalen der Physik* **330**, 377 (1908).
41. Миньоне и др. (A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 228 (2007).
42. Миньоне и др. (A. Mignone, M. Flock, M. Stute, S.M. Kolb, and G. Muscianisi), *Astron. Astrophys.* **545**, A152 (2012).
43. Микрюков, Шевченко (D.V. Mikryukov and I.I. Shevchenko), *MNRAS* **528**, 6411 (2024).
44. Монш и др. (K. Monsch, J.B. Lovell, C.T. Berghea, G. Edenhofer, G.K. Keating, S.M. Andrews, A. Bayyari, J.J. Drake, et al.), *Astrophys. J.* **967**, L2 (2024).
45. Мурхед, Адамс (A.V. Moorhead and F.C. Adams), *Icarus* **193**, 475 (2008).
46. Мроз и др. (P. Mroz, A. Udalski, J. Skowron, R. Poleski, S. Kozlowski, M.K. Szymanski, I. Soszynski, L. Wyrzykowski, et al.), *Nature* **548**, 183 (2017).
47. Мужич и др. (K. Muzic, A. Scholz, V.C. Geers, and R. Jayawardhana), *Astrophys. J.* **810**, 159 (2015).
48. Нельсон и др. (R.P. Nelson, O. Gressel, and O.M. Umurhan), *MNRAS* **435**, 2610 (2013).
49. Нгуен и др. (M.M. Nguyen, R.J. De Rosa, and P. Kalas), *Astrophys. J.* **161**, 22 (2021).
50. Падоан, Нордлунд, 2004 (P. Padoan and A. Nordlund), *Astrophys. J.* **617**, 559 (2004).
51. Панек-Карреньо и др. (T. Paneque-Carreno, L.M. Perez, M. Benisty, C. Hall, B. Veronesi, G. Lodato, A. Sierra, J.M. Carpenter, et al.), *Astrophys. J.* **914**, 88 (2021).
52. Пауччи и др. (F. Pacucci, A. Ferrara, and E. D'Onghia), *Astron. J.* **778**, L42 (2013).
53. Петру и др. (D. Petry and CASA Development Team), in P. Ballester, D. Egret, and N.P.F. Lorente (eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI*, *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.* **461**, 849 (2012).
54. Пирсон, МакКохрин (S.G. Pearson and M.J. McCaughrean), *arXiv e-prints arXiv:2310.01231* (2023).
55. Пенья Рамирес и др. (K. Pena Ramirez, V.J.S. Bejar, M.R. Zapatero Osorio, M.G. Petr-Gotzens, and E.L. Martin), *Astrophys. J.* **754**, 30 (2012).
56. Пфальцнер (S. Pfalzner), *Astron. Astrophys.* **492**, 735 (2008).
57. Расио, Форд (F.A. Rasio and E.B. Ford), *Science* **274**, 954 (1996).
58. Савин и др. (G. Savin, B. Shabanov, P. Telegin, and A. Baranov), *Lobachevskii J. Math.* **40**, 1853 (2019).
59. Сапатоеро Осорио и др. (M.R. Zapatero Osorio, V.J.S. Bejar, E.L. Martin, R. Rebolo, D. Barrado y Navascues, C.A.L. Bailer-Jones, and R. Mundt), *Science* **290**, 103 (2000).
60. Скларевский А.М., Воробьев Э.И., *Астрон. журн.* **100**, 1267 (2023) [A.M. Skliarevskii and E.I. Vorobyov, *Astron. Rep.* **67**, 1401 (2023)].
61. Суммер и др. (R. Soummer, M.D. Perrin, L. Pueyo, E. Choquet, C. Chen, D.A. Golimowski, J.B. Hagan, T. Mittal, et al.), *Astrophys. J.* **786**, L23 (2014).
62. Спурзем и др. (R. Spurzem, M. Giersz, D.C. Hoggie, and D.N.C. Lin), *Astrophys. J.* **697**, 458 (2009).
63. Сток и др. (K. Stock, M.X. Cai, R. Spurzem, M.B.N. Kouwenhoven, and S. Portegies Zwart), *MNRAS* **497**, 1807 (2020).
64. Суми и др. (T. Sumi, K. Kamiya, D.P. Bennett, I.A. Bond, F. Abe, C.S. Botzler, A. Fukui, K. Furusawa, et al.), *Nature* **473**, 349 (2011).

65. Сян-Грюсс и др. (M. Xiang-Gruess), *MNRAS* **455**, 3086 (2016).
66. Тести и др. (L. Testi, T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, J. Blum, J. Carpenter, C. Dominik, A. Isella, et al.), *Protostars and Planets VI* 339 (2014).
67. Уильямс, Сиеца (J.P. Williams and L.A. Cieza), *Annual Review of Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011).
68. Фламмини Дотти и др. (F. Flammini Dotti, M.B.N. Kouwenhoven, M.X. Cai, and R. Spurzem), *MNRAS* **489**, 2280 (2019).
69. Флорес и др. (C. Flores, G. Duchene, S. Wolff, M. Villenave, K. Stapelfeldt, J.P. Williams, C. Pinte, D. Padgett, et al.), *Astron. J.* **161**, 239 (2021).
70. Форган, Райс (D. Forgan and K. Rice), *MNRAS* **402**, 1349 (2010).
71. Фукагава и др. (M. Fukagawa, M. Hayashi, M. Tamura, Y. Itoh, S.S. Hayashi, Y. Oasa, T. Takeuchi, J. Morino, et al.), *Astrophys. J.* **605**, L53 (2004).
72. Хайш и др. (K.E. Haisch, E.A. Lada, and C.J. Lada), *Astrophys. J.* **553**, L153 (2001).
73. Хао и др. (W. Hao, M.B.N. Kouwenhoven, and R. Spurzem), *MNRAS* **433**, 867 (2013).
74. Цинк и др. (J.K. Zink, K. Batygin, and F.C. Adams), *Astron. J.* **160**, 232 (2020).
75. Чжэн и др. (X. Zheng, M.B.N. Kouwenhoven, and L. Wang), *MNRAS* **453**, 2759 (2015).
76. Шольц и др. (A. Scholz, R. Jayawardhana, K. Muzic, V. Geers, M. Tamura, and I. Tanaka), *Astrophys. J.* **756**, 24 (2012).

ЯРКОСТЬ ФОНА НЕБА КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ МГУ В ПОЛОСАХ BVR_cI_c

© 2024 г. И. А. Комарова^{1,2}, А. М. Татарников^{1,3*}, А. В. Шаронова², А. А. Белинский³,
Н. А. Масленникова³, Н. П. Иконникова³, М. А. Бурлак³

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, факультет космических исследований, Москва, Россия

³Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.10.2024 г.

После доработки 12.11.2024 г.; принята к публикации 12.11.2024 г.

Проанализированы результаты измерений яркости фона неба КГО ГАИШ МГУ в видимом и ближнем ИК-диапазоне, выполненных в 2019–2024 гг. В 2023–2024 гг. медианная яркость 1 квадратной угловой секунды безлунного ночного неба в зените составила 21.31^m в полосе B , 20.63^m в полосе V , 20.15^m в полосе R_c и 19.11^m в полосе I_c . За 5 лет яркость фона выросла на 0.7^m в полосах B и V , на 0.45^m в полосе R_c и $\sim 0.1^m$ в полосе I_c . Показано, что основной вклад ($\sim 85\%$) в увеличение фона связан с антропогенной засветкой от близлежащих городов, остальная часть вызвана ростом солнечной активности после минимума 2019 г. Исследована зависимость яркости фона неба от воздушной массы, положения Солнца и Луны на небе. Проведен качественный анализ влияния светового загрязнения на форму спектра, которую в последнее время определяет в основном излучение светодиодных ламп. Подобные изменения фона, которые, вероятнее всего, будут только усиливаться, делают все более актуальным переход к наблюдениям, менее чувствительным к уровню светового загрязнения — фотометрии и спектроскопии в ИК-диапазоне и спектроскопии высокого разрешения в оптическом.

Ключевые слова: фотометрия, фон неба, астроклимат.

DOI: 10.31857/S0320010824100069, **EDN:** NBNIYQ

ВВЕДЕНИЕ

Кавказская горная обсерватория Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга (КГО ГАИШ МГУ) расположена на Северном Кавказе на горе Шаджатмаз в 20 км к югу от Кисловодска. Обсерватория относится к высокогорным (высота >2000 м). В настоящее время на обсерватории активно работают два телескопа (Шатский и др., 2020) с зеркалами 0.6-м и 2.5-м, на которых проводятся фотометрические и спектральные наблюдения в оптическом и инфракрасном диапазонах по заявкам ученых МГУ, ИНАСАН, САО, УрФУ и др.

Астроклимат и метеорологические условия КГО хорошо исследованы, соответствующие измерения в оптическом диапазоне проводятся с 2007 г. по настоящее время. Результаты, полученные до 2015 г., опубликованы в работах Корнилов и др. (2014, 2016a,b). Они показывают, что обсерватория по таким параметрам, как количество осаждаемой воды (PWV) в месяцы с наибольшим количеством ясной ночной погоды и качество изображения, является одной из лучших на территории России. Несмотря на близость города, достаточно хороший показатель у КГО был и по яркости

фона неба. Так, согласно Корнилову и др. (2016a), поверхностная яркость неба в полосе B в безлунные ночи 2007–2011 гг. составляла $22.1^m/\text{угл. сек}^2$ (медианное значение) или $22.3^m/\text{угл. сек}^2$ (первый квартиль распределения). Это характерно для обсерваторий на высотах менее 3 км, тогда как для удаленных от городской засветки обсерваторий на высотах более 3 км характерно более темное небо с $B = 22.8^m/\text{угл. сек}^2$ (Педани, 2009).

В последнее время увеличение яркости ночного неба в связи с ускоряющимся урбанизационным процессом и развитием искусственного освещения в регионах становится все более актуальной проблемой многих обсерваторий, в том числе, расположенных в горных районах планеты (Ангелони и др., 2024). Между тем, именно этот параметр астроклимата во многом определяет предельный блеск объектов, доступных для наблюдений. Можно записать известное выражение для отношения сигнал/шум при апертурной фотометрии (пренебрегая шумом темнового тока):

$$SNR = \frac{F_0 \cdot t}{\sqrt{F_0 \cdot t + n \cdot s \cdot F_{bg} \cdot t + n \cdot RN^2}}, \quad (1)$$

где t — время накопления, n — число пикселей в

*Электронный адрес: andrew@sai.msu.ru

изображении звезды, s — площадь участка неба, соответствующего 1 пикселу, в квадратных угловых секундах, RN — шум считывания, а F_0 и F_{bg} — поток квантов от объекта и от 1 квадратной угловой секунды неба соответственно. Указанная выше характерная яркость фона неба в КГО для 2.5-м телескопа соответствует достаточно большой величине F_{bg} — примерно 60 квантов-кв. сек⁻¹с⁻¹. Таким образом, для слабых звезд выполняется соотношение $F_0 \ll F_{bg}$. Так как при наблюдениях слабых объектов используются большие времена накопления, то можно пренебречь шумом считывания, который не зависит от времени. В этом случае формула 1 преобразуется в простое соотношение $SNR = \sqrt{t} \cdot F_0 / \sqrt{n \cdot s \cdot F_{bg}}$, из которого видно, что увеличение яркости неба на 0.75^m (т.е. в 2 раза) требует увеличения времени накопления также вдвое для получения того же отношения сигнал/шум.

Излучение фона неба складывается из нескольких составляемых: 1) заатмосферный фон, состоящий из зодиакального света и излучения слабых неразрешимых объектов, 2) собственное свечение атмосферы (свечение верхних слоев атмосферы Земли вследствие рекомбинации ионов, люминесценции и хемилюминесценции), 3) инструментальный фон и 4) световое загрязнение от объектов инфраструктуры. Если первые две составляющие относительно постоянны (на величину собственного свечения атмосферы может оказывать влияние солнечная активность), а инструментальным фоном в оптическом диапазоне длин волн можно пренебречь, то влияние антропогенного фактора является, во-первых, сезонным, а во-вторых, нарастающим со временем. В случае КГО соседом, формирующим световое загрязнение, является активно развивающийся в настоящее время курорт Кавказские Минеральные Воды, расположенный в северном направлении от обсерватории. Кроме того, начиная с 2020 г., появилось яркое ночное освещение на трассе Кисловодск — “Долина нарзанов”, проходящей в непосредственной близости к обсерватории.

В работе Татарников и др. (2024) мы исследовали яркость фона неба КГО в ближнем инфракрасном диапазоне, где показали, что она до сих пор находится на уровне лучших обсерваторий мира и не показывает систематического роста на протяжении 2016–2023 гг. Целью данной работы является измерение текущей яркости фона неба КГО в оптическом диапазоне (фотометрические полосы B , V , R_c и I_c) и исследование зависимости ее от основных метеопараметров и положения Солнца и Луны на небе, а также определение антропогенного вклада в общий фон с использованием данных, полученных с 2019 по 2024 г. на 60-см телескопе RC600.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения, результаты которых были использованы в нашей работе для измерения яркости фона неба, проводились в полосах B , V , R_c и I_c с 2019 по 2024 г. на установленном в 2019 г. в КГО ГАИШ МГУ телескопе RC600 (Бердников и др., 2020). Приемником излучения служила камера Andor iKon-L DZ936N-BV форматом 2048×2048 элементов, с размером пиксела 13.5 мкм, охлаждаемая до температуры -70°C и имеющая низкий темновой ток и малый шум считывания. Масштаб изображения в фокальной плоскости RC600 составляет $49.1''/\text{мм}$ или $0.66''/\text{пиксел}$. Основная часть наблюдений проводилась в малооблачную или безоблачную погоду при влажности меньше 95 % и скорости ветра ниже 10 м/с. Целью всех наблюдений было исследование астрономических объектов разных типов — от экзопланет до активных ядер галактик. Однако на каждом кадре, помимо звезд и целевых объектов наблюдений, занимающих малую часть общей площади, регистрировалось и излучение фона. За указанный промежуток времени в каждой фотометрической полосе было получено более 10 000 кадров.

Спектры, используемые в работе, были получены на приборе TDS (Потанин и др. 2020) 2.5-м телескопа КГО в фотометрические ночи. Экспозиция каждого кадра составляла 10 мин, регистрация спектров производилась одновременно в двух каналах, красном и синем, с границей примерно на $5700 \text{ \AA}$.

КАЛИБРОВКА

Фоновый сигнал, измеряемый на полученных с экспозицией t_{exp} кадрах, состоит из кадра подложки (*bias*), темнового тока ($\text{dark} \cdot t_{\text{exp}}$) и фона неба ($\text{sky} \cdot t_{\text{exp}}$). На этот сигнал накладывается шум составляющих сигнала и шум считывания (RN), не зависящий от времени накопления. Влияние указанных шумов на величину яркости фона можно снизить благодаря усреднению сигнала с большого числа пикселей.

Нестабильность уровня *bias* и величины темнового тока может напрямую влиять на измеряемую величину фона. Темновой ток камеры Andor iKon-L DZ936N-BV, работающей при температуре -70°C по нашим измерениям составляет $\sim 0.001 \text{ e}^-/\text{с}$. Это на порядки меньше ожидаемой яркости фона, поэтому его изменениями можно пренебречь. Изменения уровня *bias* касаются каждого конкретного кадра. При этом узнать реальное значение, которое было добавлено к каждому конкретному кадру, невозможно. На рис. 1 показано изменение среднего уровня *bias* за весь период наблюдений. Видно, что среднее значение *bias* за все время наблюдений составило 300.5 отсчетов (или аналого-цифровых единиц, ADU). При этом наблюдаются отклонения от этой величины, редко превышающие $\pm 1 \text{ ADU}$.

Для измерения фона были отобраны кадры с вре-

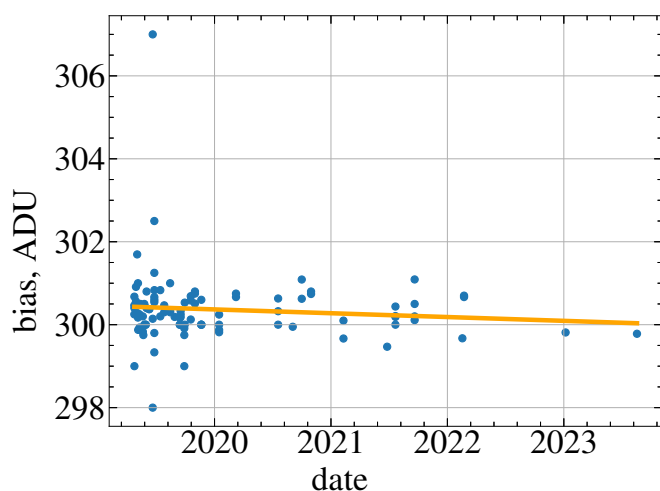


Рис. 1. Уровень *bias* камеры RC600 в 2019–2023 гг.

менем накопления в полосах B и V не менее 30 с, а в полосах R_c и I_c , в которых яркость фона в ADU выше, не менее 10 с. Так как величина *bias* не зависит от экспозиции, то такое ограничение позволяет снизить влияние нестабильности *bias* на итоговый результат. Из отобранных кадров были вычтены *bias* и темновой ток. В качестве значения фона для каждого кадра было взято медианное значение отсчетов. Это позволило эффективно убрать вклад звезд в величину измеренного сигнала.

Результатом этого этапа обработки является таблица соответствия даты, условий наблюдений, фотометрической полосы и уровня фона в единицах ADU/(угл. сек² с).

Для перевода из этих единиц в звездные величины использовался фотометрический стандарт с координатами R.A. = 19:03:47, DEC = +16:26:28 регулярно наблюдаемой на RC600 переменной звезды V1413 Aql, которому был приписан блеск $B = 13.94^m$, $V = 13.13^m$, $R_c = 12.64^m$ и $I_c = 12.15^m$. Эта звезда удобна тем, что наблюдается в КГО в относительно узком диапазоне воздушных масс. На рис. 2 показаны кривые изменения количества регистрируемых отсчетов от стандарта внутри широкой фотометрической апертуры (радиус апертуры $R_{ap} = 20$ пикселей, или почти $13''$). Хорошо видна тенденция к уменьшению потока, связанная с деградацией отражательной способности зеркала вследствие его загрязнения. Схожие результаты уменьшения отражательной способности зеркал описаны в Боккас (2004). Помимо общего тренда, на кривых наблюдаются выпадающие вниз измерения. Они связаны с наблюдениями при плохой прозрачности атмосферы, поэтому для построения калибровочной кривой мы использовали верхнюю огибающую точек.

Далее в работе везде рассматриваются исправленные за изменение пропускания прибора данные.

ЯРКОСТЬ ФОНА НЕБА НА РАЗНЫХ ВОЗДУШНЫХ МАССАХ

На рис. 3 приведена зависимость поверхностной яркости неба Σ в полосах B , V , R_c и I_c от воздушной массы, построенная по данным за весь период наблюдений для ночного (погружение Солнца $>18^\circ$) безлунного неба. Графики показывают высокую дисперсию точек, связанную, прежде всего, с наличием общего тренда к поярчанию неба (см. ниже). Обращает на себя внимание скопление точек на $Mz \approx 2.3$ в полосах B , R_c и I_c . Эти точки относятся к наблюдениям одного объекта с большим отрицательным склонением, которые в КГО возможны только вблизи его верхней кульминации на высоте $\sim 25^\circ$ (в полосе V объект наблюдался с короткими экспозициями и не был отобран по заданным в начале работы критериям). Кроме этого, в полосах V и R_c хорошо заметны цепочки точек — это результат мониторинговых наблюдений, которые могут длиться часами и во время которых получается большое число отдельных изображений с короткими экспозициями.

Несмотря на значительный разброс значений, видно, что средние значения поверхностной яркости хорошо ложатся на прямые. Этот вывод подтверждают и мониторинговые наблюдения одной и той же области неба, во время которых точки на зависимости $\Sigma(Mz)$ выстраиваются в среднем вдоль прямых, демонстрируя, что яркость (в звездных величинах) равномерно растет к горизонту.

ИЗМЕНЕНИЕ ФОНА С ТЕЧЕНИЕМ ВРЕМЕНИ

Яркость сумеречного и ночного фона неба сильно зависит от глубины погружения Солнца под горизонт. Считается, что Солнце перестает оказывать заметное влияние на яркость неба после погружения под горизонт более, чем на 18° (конец астрономических сумерек, начало ночи). На рис. 4 показана зависимость яркости фона на малых воздушных массах от высоты Солнца в отсутствие Луны. Как и ожидалось, яркость неба в разных фильтрах выходит на плато при разной глубине Солнца под горизонтом — в ИК полосе I_c при погружении больше, чем на 13° , в R_c на глубине 14° , в V на глубине 15° и в полосе B при погружении на 16° .

Помимо Солнца, большое влияние на яркость неба оказывает Луна (особенно вблизи полнолуния). Мы отобрали снимки, полученные в ночное время высоко над горизонтом при фазе Луны ≥ 0.97 . На рис. 5 представлены зависимости яркости фона неба от расстояния до Луны при указанных условиях. Видно, что во всех полосах яркость относительно медленно спадает по мере удаления от Луны и даже на расстоянии в несколько десятков градусов остается на уровне $18^m - 19^m$ /угл. сек², что соответствует яркости неба во время навигационных сумерек (рис. 4).

Для исследования долговременной переменности

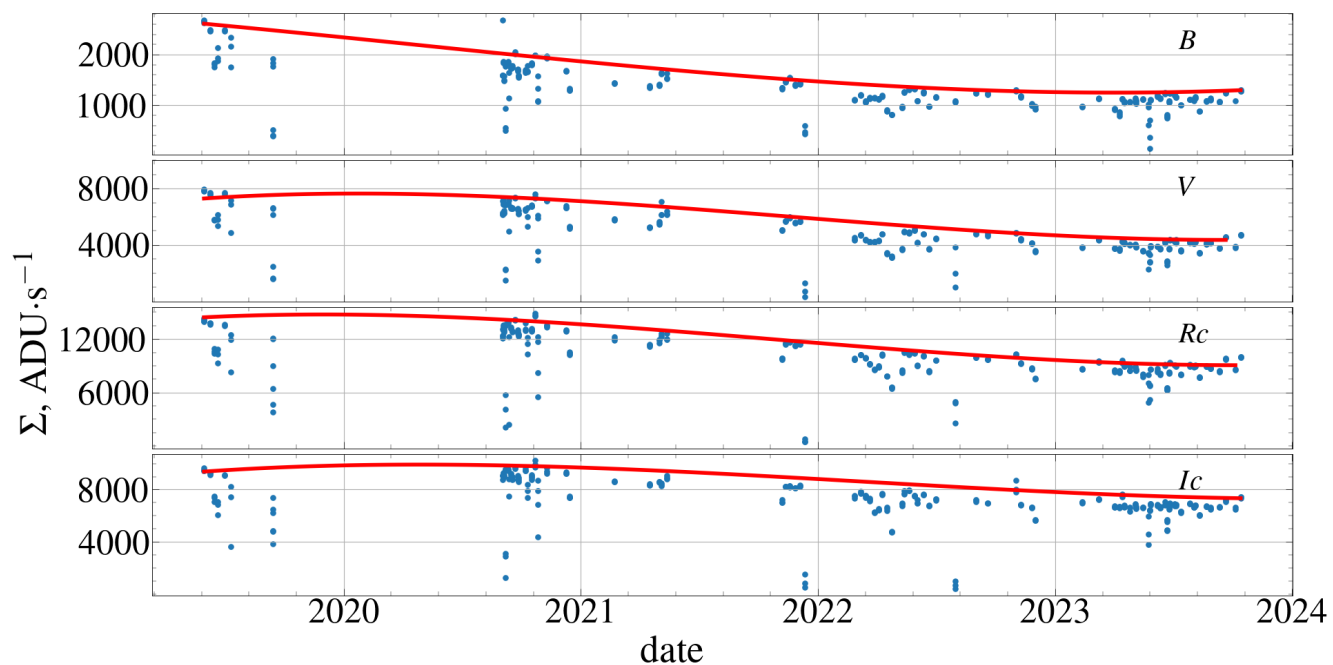


Рис. 2. Изменение количества регистрируемых отсчетов (в ADU) стандартной звезды в фотометрических полосах B , V , R_c , I_c . Красной линией показана верхняя огибающая, соответствующая наблюдениям в ясные ночи.

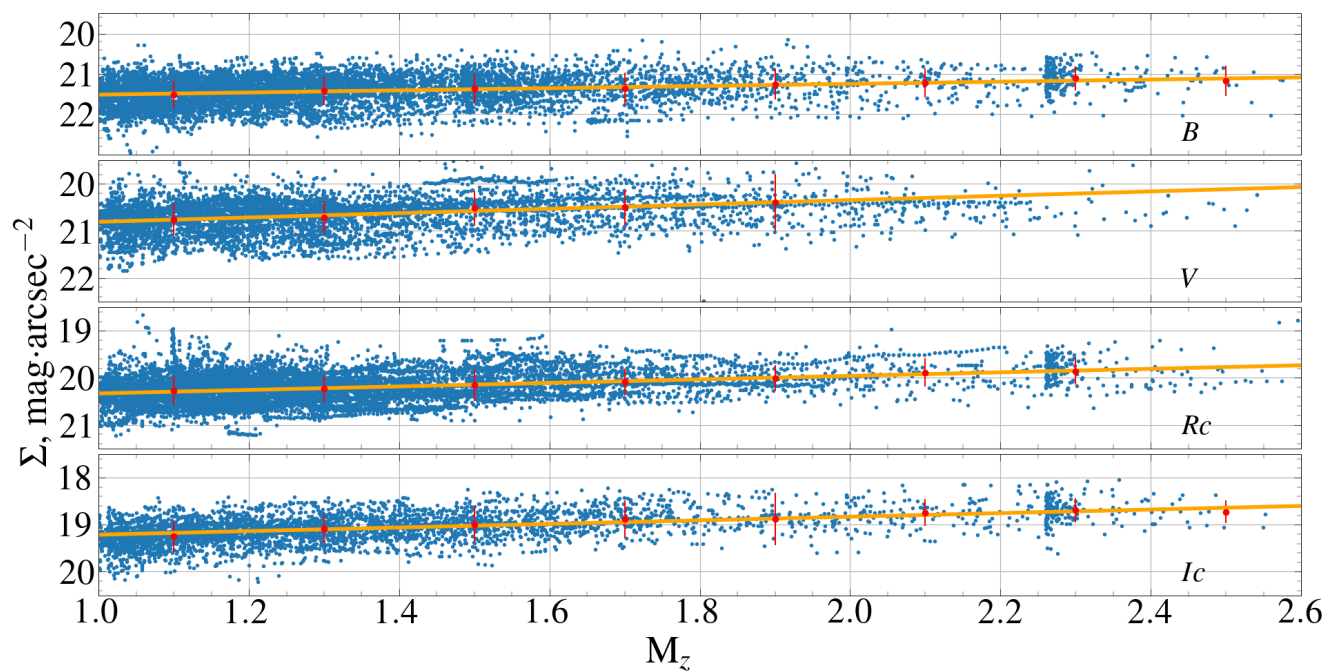


Рис. 3. Зависимость поверхностной яркости фона Σ от воздушной массы в фотометрических полосах B , V , R_c и I_c для ночного времени и Луной под горизонтом при фазе < 0.5 . Красные точки — усредненные в диапазоне $\Delta M_z = 0.2$ значения яркости фона, оранжевая линия — прямая, проведенная через красные точки.

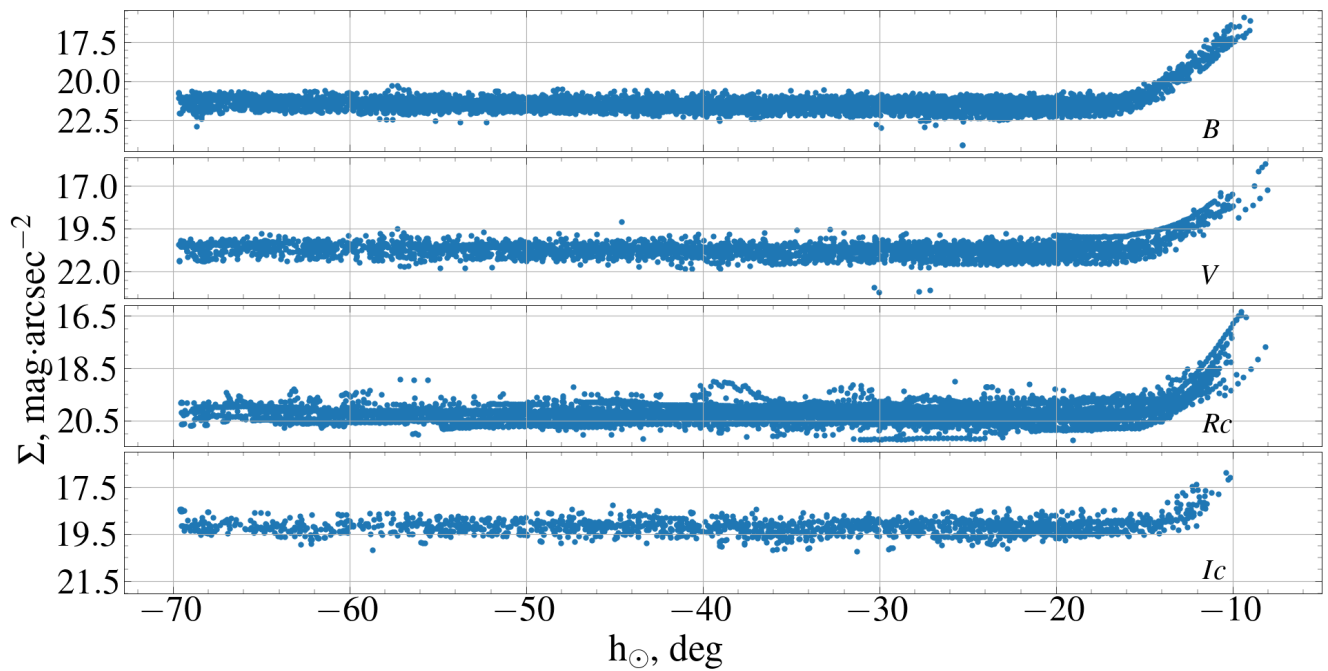


Рис. 4. Зависимость поверхностной яркости неба Σ от высоты Солнца для воздушных масс $M_z < 1.5$ в полосах B , V , R_c и I_c . Высота Луны меньше 0° при фазе < 0.5 .

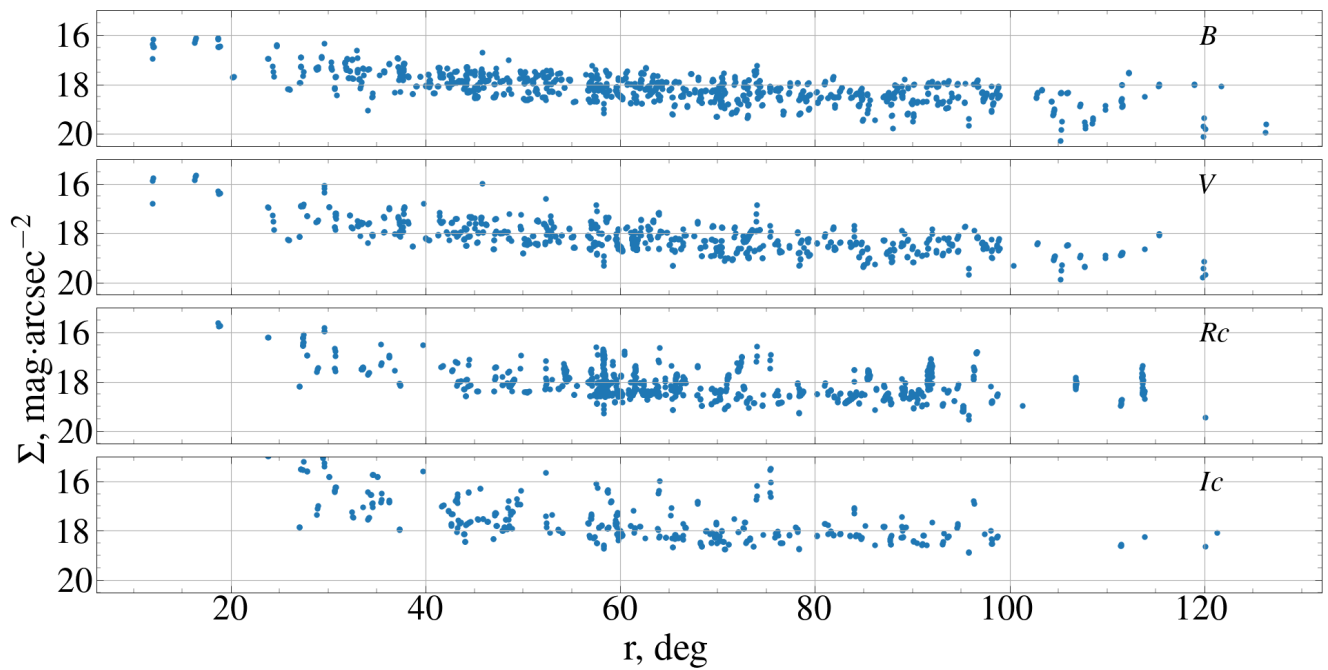


Рис. 5. Зависимость яркости фона от углового расстояния до Луны для ночного времени, $M_z < 1.5$ и фазы Луны ≥ 0.97 .

уровня фона мы использовали измерения, полученные в ночное время, при высоте Луны $<0^\circ$ и при фазе <0.5 . Отбор не только по высоте Луны, но и по фазе проводился для исключения влияния эффекта лунной зари — повышения яркости неба перед восходом, который может быть замечен при больших фазах Луны.

На рис. 6 представлены графики изменения поверхностной яркости безлунного ночного неба за период с 2019 по 2024 г. Хорошо видны многочисленные короткие пробелы в данных, связанные с лунными ночами, а длинные пробелы в 2020 г. и в середине 2021 г. связаны с программным сбоем системы хранения. Кроме того, на графиках видны сезонные колебания яркости фона и общий тренд увеличения яркости со временем.

Сезонные вариации, вероятно, связаны с периодическим выпадением снега в окрестностях обсерватории и в местах расположения наиболее интенсивных источников антропогенной засветки. Снежный покров значительно увеличивает яркость фона из-за повышения доли отраженного от поверхности света (Эчау, Хелькер, 2019). Так как речь идет о южных широтах нашей страны, то в этих местах может не быть постоянного снежного покрова, и в самой обсерватории постоянного снежного покрова может не быть из-за сильных ветров. Это увеличивает дисперсию точек на кривых блеска в зимний период. Кроме того, можно ожидать, что некоторое влияние на яркость фона могут оказывать такие метеопараметры, как давление и содержание воды в атмосфере, меняющие рассеивающие свойства единицы объема воздуха. Однако расчеты показывают, что содержание воды в оптическом диапазоне не оказывает заметного влияния на яркость фона, а наблюдающееся изменение давления между сезонами в 25 гПа может приводить к вариациям $\sim 0.05^m$, которые также будут не заметны на рис. 6.

Общий тренд повышения яркости фона может быть вызван суммарным действием возрастающей с 2020 г. солнечной активности и антропогенными факторами.

Известно, что в периоды солнечных максимумов яркость фона увеличивается, в то время как в периоды минимумов — уменьшается. Так, согласно Бенн и Эллисон (1998), в обсерватории на La Palma небо изменяло свою яркость на 0.4 ± 0.1 звездной величины с квадратной секунды в течение цикла солнечной активности.

На яркость фона неба влияют как электромагнитное излучение от Солнца, так и солнечный ветер. Первое из них определяет яркость собственного свечения атмосферы (то, что называют *airglow*), а второе — аврорального свечения в верхних слоях атмосферы (Барентин, 2022).

Мы провели сравнение усредненных за сутки данных о яркости фона безлунного ночного неба с величиной радиопотока на длине волны 10.7 см и индексом геомагнитной активности Кр (данные взяты

из WDCB¹). Обнаружена высокая степень корреляции яркости фона и радиопотока ($r = 0.76$), а корреляция между яркостью фона и индексом Кр не обнаружена ($r \approx 0.1$). Последний результат достаточно ожидаемый, так как на широте КГО вклад аврорального свечения в общую яркость фона неба должен быть мал.

С помощью сервиса Sky Model Calculator² мы вычислили яркость фона неба в зените для обсерватории на La Silla (высота 2400 м) в модели The Cerro Paranal Advanced Sky Model (Нолл и др., 2012; Джонс и др., 2013) для зимнего ночного безлунного неба. Были использованы следующие параметры: количество осаждаемой воды (PWV) 3.5 мм, средний месячный радиопоток от Солнца 70 sfu для минимума и 140 sfu для максимума солнечной активности. В результате расчетов модельная яркость фона неба в La Silla для минимума солнечной активности составила $21.97^m/\text{угл. сек}^2$ и $21.69^m/\text{угл. сек}^2$ для максимума солнечной активности в полосе V. Таким образом, вклад солнечной активности в результирующую величину фона составляет $\sim 0.3^m/\text{угл. сек}^2$.

Напрямую переносить этот результат на небо КГО нельзя из-за разности в общей яркости фона, к которой действие солнечной активности является аддитивной добавкой. Пересчет полученных значений вклада солнечной активности к условиям КГО (с яркостью фона неба $\sim 20.7^m/\text{угл. сек}^2$ в полосе V) в период солнечного максимума показывает, что добавка составляет $\sim 0.1^m/\text{угл. сек}^2$. Так как в начале 2020 г. медианная яркость фона неба в КГО составляла $21.24^m/\text{угл. сек}^2$, а в конце 2023 г. $\sim 20.5^m/\text{угл. сек}^2$ в полосе V, то вклад солнечной активности в изменение яркости фона неба в КГО в указанном промежутке времени составляет $\sim 15\%$. Остальные 85%, вероятно, это действие антропогенного фактора.

СПЕКТР ФОНА НЕБА

В 2020 г. на 2.5-м телескопе КГО начал работать двухлучевой спектрограф TDS (Потанин и др., 2020). Длинная щель спектрографа ($\sim 3'$) позволяет одновременно со спектром исследуемого объекта благодаря высокой эффективности инструмента регистрировать и спектр неба с высоким отношением сигнал/шум. На рис. 7 показаны спектры ночного безлунного неба, полученные 11 и 12 апреля 2024 г., и спектр, полученный при схожих условиях 18 августа 2020 г.

Для сравнения спектров между собой необходимо иметь в виду, что на севере от КГО за горой (т.е. вне прямой видимости) на расстоянии примерно 20 км находится Кисловодск, а на северо-востоке на вдвое большем расстоянии видны другие города курорта Кавказские Минеральные Воды (Ессентуки, Пяти-

¹<http://www.wdcb.ru/stp/data.html>

²<https://www.eso.org/observing/etc/bin/gen/form?INS.MODE=swspectr+INS.NAME=SKYCALC>

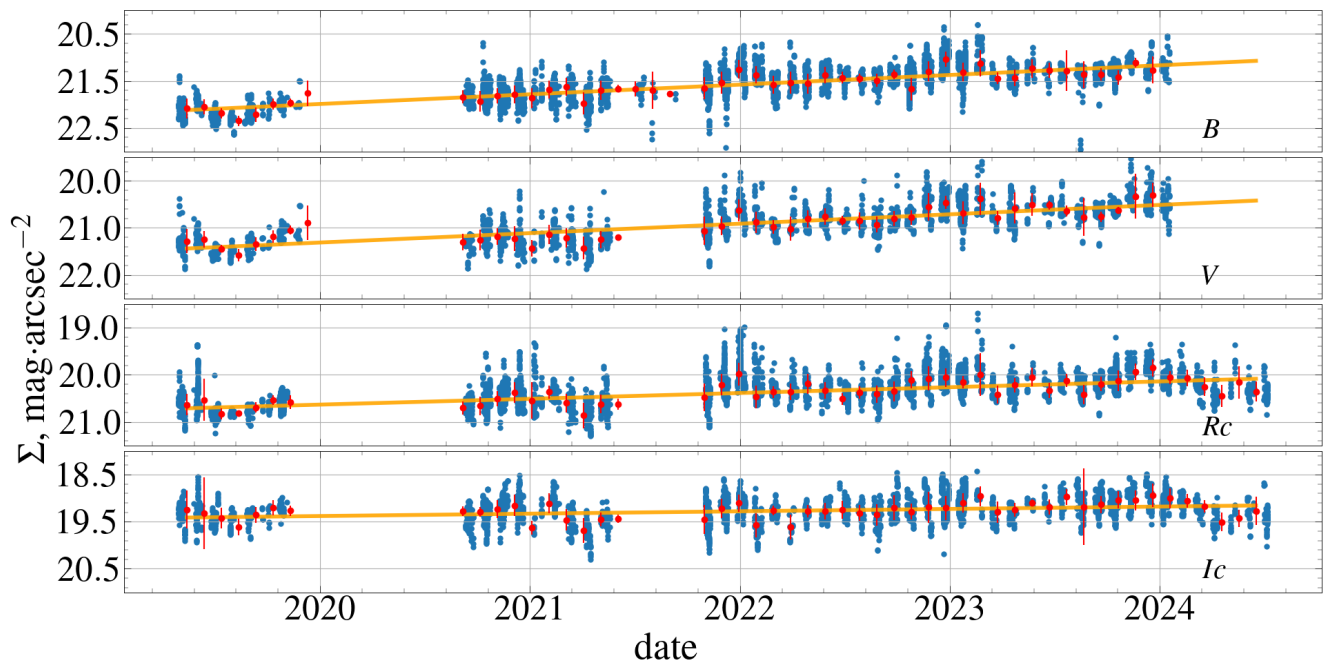


Рис. 6. Зависимость поверхностной яркости неба Σ от времени в полосах B , V , R_c и I_c для ночного времени и Луны под горизонтом при фазе < 0.5 .

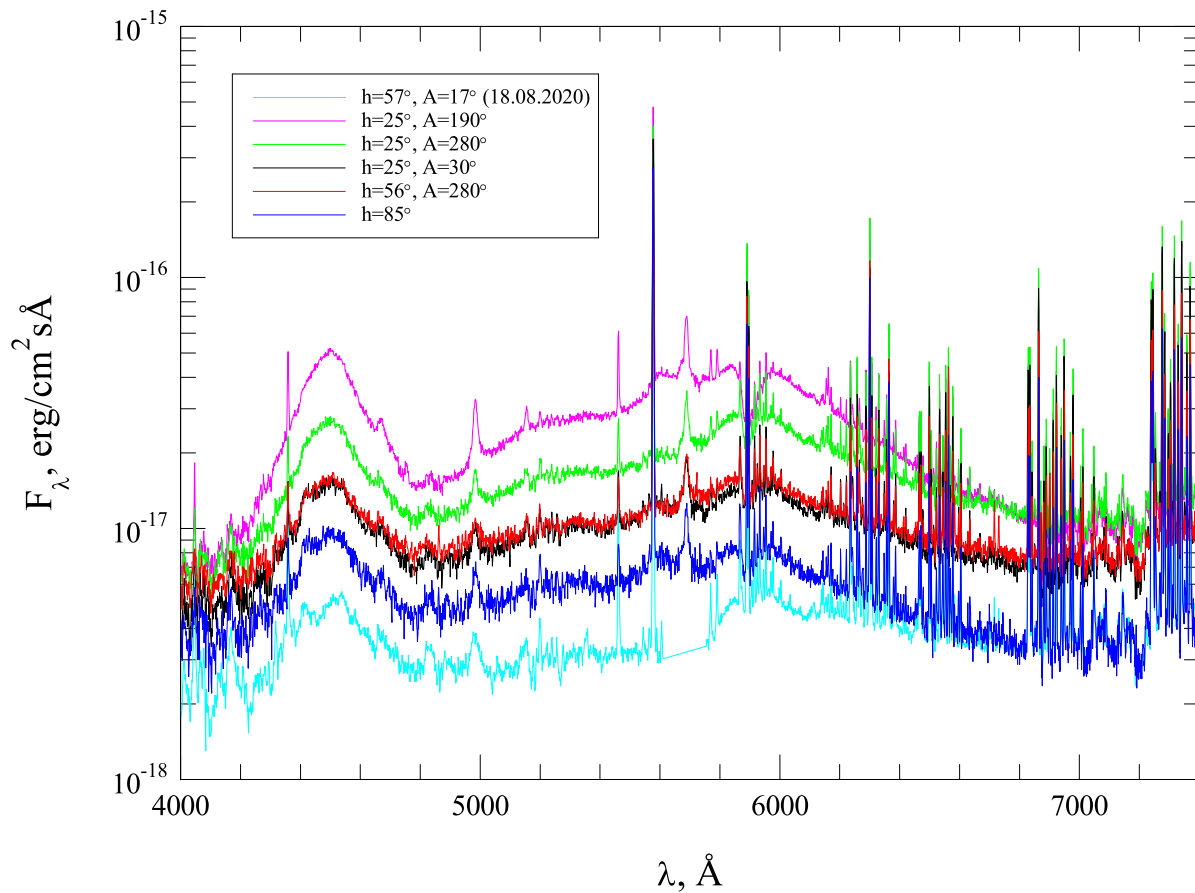


Рис. 7. Спектры ночного безлунного неба, полученные в КГО на разных высотах и азимутах в апреле 2024 г., и спектр, полученный 18.08.2020.

горск и др.). К востоку от обсерватории на расстоянии нескольких сотен метров, но в ущелье ниже обсерватории примерно на 100 м, проходит освещенное шоссе. Поэтому спектры регистрировались на одной высоте над горизонтом ($h = 25^\circ$) в направлении Кисловодска (азимут $A = 190^\circ$), шоссе ($A = 280^\circ$) и темного (пока) Эльбруса ($A = 30^\circ$). Для сравнения были получены спектры вблизи зенита и над шоссе на высоте 56° .

В спектрах фона виден стандартный для современного неба набор эмиссионных линий (Тапия Аюга и др., 2015): “лес” линий молекулы OH^- в красной части, линии $[\text{OI}]$ ($\lambda 5577, 6300$ и $6363 \text{ \AA}$), линии HgI ($\lambda 4047, 4358, 5461, 5770$ и $5791 \text{ \AA}$), широкие линии NaI ($\lambda 4984, 5689, 5890$ и $5896 \text{ \AA}$). Линии ртути и натрия имеют антропогенную природу и образуются в люминесцентных лампах и натриевых лампах высокого давления (НЛВД), линии кислорода и гидроксила образуются на высотах $>100 \text{ км}$ и имеют природное происхождение. Кроме того, выделяются две широкие эмиссионные особенности — в синей части спектра с $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ и в “красной” части с $\lambda = 5000\text{--}6500 \text{ \AA}$. За появление синей полосы и наиболее широкой части “красной” ответственны светодиодные лампы (СвЛ, Тапия Аюга, Заморано, 2018; Брехм, 2017), на спектр которых накладывается спектр НЛВД (пример таких спектров приведен в работе Тапия Аюга и др., 2015). Последний хорошо виден в области длин волн $\sim 5900 \text{ \AA}$ в спектре 2020 г. (когда относительный вклад СвЛ уличного освещения был меньше). В этом спектре присутствует относительно слабая синяя полоса СвЛ и практиче-

ски до $\lambda = 5700 \text{ \AA}$ не наблюдается характерного для этих современных ламп роста потока излучения, зато хорошо видны линии ртути 5770 и $5791 \text{ \AA}$, контраст которых снижен на спектрах 2024 г. из-за наличия излучения СвЛ.

ОБСУЖДЕНИЕ

При отсутствии антропогенной засветки наблюдаемую зависимость яркости фона от воздушной массы Mz в некоем спектральном интервале можно представить в виде простого выражения

$$F_{\text{obs}}(Mz) = (F_s + F_a Mz) \exp(-\tau_0 Mz), \quad (2)$$

в котором F_s — это галактический (заатмосферный) фон, F_a — яркость атмосферного фона в зените, а τ_0 — оптическая толщина атмосферы в зените. В этом выражении мы считаем, что излучение образуется в атмосфере в самых верхних ее слоях, а поглощение наблюдается в более нижних слоях. Введение антропогенной засветки значительно усложняет записанное выше выражение (см., например, Гарстанг, 1989). Такое рассмотрение выходит за рамки нашего исследования.

Выражение для $F_{\text{obs}}(Mz)$ показывает, что даже в простом случае зависимость отличается от линейной. На верхней панели рис. 8 показан пример зависимости яркости фона неба в единицах $\text{ADU}/(\text{угл. сек}^2 \cdot \text{с})$ от Mz во время мониторинга в полосе V , проведенного в ясную безлунную ночь 20.09.2023, и ее подгонка, из которой можно определить параметры $F_s = 2.3 \pm 0.7$, $F_a = 6.5 \pm 1$ и $\tau_0 = 0.24 \pm 0.05$ для этой даты.

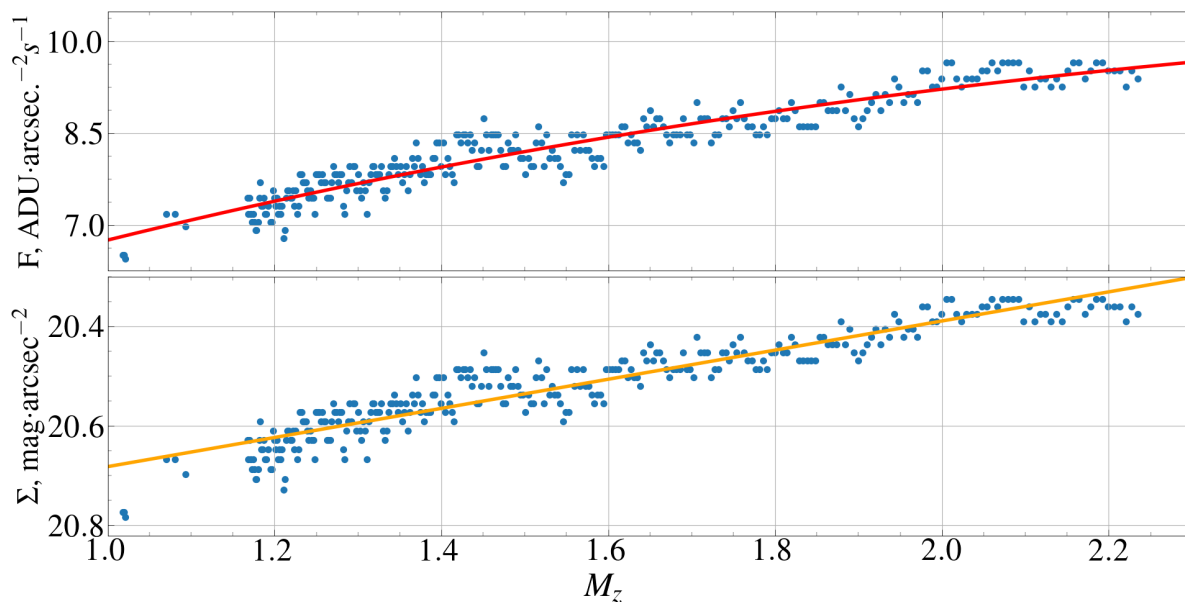


Рис. 8. Изменение поверхностной яркости неба с воздушной массой в полосе V во время наблюдений продолжительностью 3.3 ч. Красная линия показывает аппроксимацию ряда $F_{\text{obs}}(Mz)$ выражением 2, а оранжевая — ряда $\text{mag}_{\text{obs}}(Mz)$ линейной зависимостью.

Хотя зависимость логарифма F_{obs} (т.е. поверхностной яркости в звездных величинах) от M_z также отличается от прямой, в достаточно широком диапазоне значений параметров F_s , F_a и τ_0 это отличие от прямой будет невелико ($<0.05^m$ на краях диапазона рабочих воздушных масс). Это подтверждает и нижняя панель рис. 8, и вид зависимости на рис. 3. Таким образом, можно использовать прямую зависимость, полученную по большой совокупности данных, для приведения значения поверхностной яркости к зениту.

После приведения всех данных к зениту было определено медианное значение яркости фона, а также значения квартилей 0.25 и 0.75 для каждой фотометрической полосы (см. табл. 1). Из таблицы и рис. 6 видно, что с 2019 по 2024 г. яркость ночного безлунного неба в полосах B , V и R_c значительно выросла: в полосах B и V рост составил 0.7^m , в полосе R_c — 0.45^m . Лишь в полосе I_c рост оказался незначительным, порядка 0.1^m . Близкие изменения показывают и данные в квартилях. Яркость неба в лунные ночи с 2019 по 2024 г. изменилась меньше, что объяснимо большим уровнем фона из-за рассеянного излучения Луны.

С некоторой долей неопределенности, связанной с различными методиками измерения и использованными полосами, полученные результаты в B и V можно сравнить с данными из Корнилов и др. (2016а), приведенными в табл. 1 (в длинноволновых полосах такое сравнение невозможно из-за большого отличия кривых реакции полос R , I и R_c , I_c). Отметим, что данные в работе Корнилов и др. (2016а) были получены на фазе роста солнечной активности, начавшегося после минимума 2008 г. Для сравнения с нашими данными за 2019–2020 гг., полученными в минимуме активности Солнца, надо вносить поправку $\sim 0.1^m$ (см. выше). Такую же поправку надо сделать, сравнивая данные за 2019 и 2023 гг. Остальной прирост яркости фона связан с увеличением антропогенной засветки в районе обсерватории.

В апреле 2024 г. нами были получены спектры нескольких участков неба с интервалом в 15 мин (рис. 7). Сравнивая между собой потоки в одних и тех же теллурических линиях от площадок на разных высотах, можно, положив в выражении (2) $I_s = 0$, получить оценку поглощения в зените: $\tau_0(5577) \approx 0.2$, $\tau_0(7340) \approx 0.1$. Такие значения в КГО соответствуют ясному небу и указывают на отсутствие заметного влияния на спектры локальных атмосферных аномалий (облачности или аэрозольного рассеяния). Прямое сравнение этих спектров показывает, что яркость фона на малых высотах может меняться в 3–4 раза в зависимости от положения относительно городской засветки и подтверждает вывод о преобладающем влиянии антропогенных факторов на постоянный рост яркости фона неба. А наличие заметных широких эмиссионных особенностей в зените и даже в направлении темной области горизонта на юго-западе говорит о том, что этим влиянием в непрерыв-

ном спектре в КГО нельзя пренебрегать в любом направлении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты обработки и анализа десятков тысяч кадров, полученных с 2019 по 2024 г. в полосах B , V , R_c и I_c на 60-см телескопе RC600, установленном в КГО ГАИШ МГУ. Они показывают, что за 5 лет яркость фона в КГО в видимом диапазоне выросла на 0.7^m или почти в 2 раза (см. табл. 1). Подобный рост яркости фона в полосах B , V , в соответствии с выражением (1) требует при наблюдении слабых объектов увеличения в 2 раза времени накопления для достижения прежних значений SNR. В красной части спектра (полоса R_c) рост составил примерно 50%, а в коротковолновой части ближнего ИК-диапазона (полоса I_c) — всего 10%.

Основной вклад в увеличение яркости фона неба дает рост антропогенной засветки ($\approx 85\%$), вызванный развитием городов, расположенных к северу и северо-востоку от обсерватории на расстоянии 20 км и более, и появлением крупных тепличных комплексов в их окрестностях. Оставшиеся 15% — это влияние солнечной активности, на период роста которой пришлось анализируемые в статье наблюдения.

Надо отметить, что подобная тенденция характерна и для мировой астрономии. В последние годы влияние городской засветки стало заметно даже в таких благополучных до этого местах, как чилийские обсерватории (La Silla, Gemini (South) и др. — см., например, работу Ангелони и др., 2024, и ссылки в ней). Из-за роста антропогенной засветки в мире бьют тревогу не только астрономы, но и медики, экологи и защитники дикой природы. Оказалось, что увеличение засветки отрицательно воздействует на живые организмы: у людей изменяется период циркадных ритмов, возникают нарушения сна и различные проблемы со здоровьем; у животных изменяются особенности поведения и питания, в том числе возможна дезориентация при миграции, увеличивается смертность ночных видов животных из-за ослабления зрения и трудностей ухода от хищников.

За время фотометрических наблюдений в КГО менялся не только уровень фона, но и его спектр (рис. 7). Если ранее в спектре преобладали теллурические линии и линии натрия и ртути от уличного освещения, то в настоящее время преобладающим источником засветки в видимой части спектра являются светодиодные лампы, дающие две широкие и яркие эмиссионные особенности, одна из которых по форме практически совпадает с кривой реакции полосы B , а вторая занимает область спектра от $\sim 5000 \text{ \AA}$ до $\sim 6200 \text{ \AA}$. На высоте над горизонтом 25° эти эмиссии в несколько раз ярче в северном направлении (т.е. в направлении близких городов), чем в южном. Заметный вклад они дают и в зените. Подобные изменения фо-

Таблица 1. Квартили распределения яркости ночного неба при Луне над горизонтом и в безлунные ночи в фотометрических полосах B , V , R_c и I_c

Полоса	Дата	Без Луны			При Луне		
		25%	50%	75%	25%	50%	75%
B	2008–2013	22.31	22.10	21.84	20.87	19.73	18.96
	2019–2020	22.07	21.90	21.76	20.24	19.12	18.53
	2021	21.78	21.61	21.43	20.00	19.19	18.50
	2022	21.54	21.37	21.17	20.12	18.99	18.39
	2023	21.44	21.31	21.16	19.95	19.00	18.40
	2024*	21.28	21.19	21.09	—	—	—
V	2008–2013	21.28	21.07	20.81	20.38	19.45	18.76
	2019–2020	21.40	21.27	21.14	19.98	19.08	18.62
	2021	21.24	21.06	20.85	19.91	19.31	18.66
	2022	20.91	20.77	20.57	20.12	19.18	18.63
	2023	20.74	20.64	20.51	19.77	18.85	18.30
	2024*	20.62	20.55	20.47	—	—	—
R_c	2019–2020	20.70	20.58	20.44	19.99	18.96	18.47
	2021	20.62	20.34	20.10	19.82	19.19	18.70
	2022	20.42	20.25	20.09	19.61	19.12	18.57
	2023	20.25	20.16	20.02	19.67	19.05	18.17
	2024	20.23	20.13	20.03	19.58	19.32	18.69
I_c	2019–2020	19.34	19.28	19.23	18.70	18.26	18.18
	2021	19.49	19.28	19.11	18.93	18.63	17.98
	2022	19.41	19.26	19.12	18.88	18.53	17.95
	2023	19.25	19.10	18.94	18.90	18.49	17.91
	2024	19.36	19.19	19.01	18.89	18.51	18.01

Примечание. Значения указаны в звездных величинах с квадратной угловой секунды и приведены к зениту. Данные о яркости фона в 2008–2013 гг. взяты из работы Корнилов и др. (2016а).

*Данные за первый месяц года.

на, которые, вероятнее всего, будут только усиливать-ся, делают все более актуальным переход к наблюдениям, менее чувствительным к уровню светового загрязнения, — фотометрии и спектроскопии в ИК диапазоне и спектроскопии высокого разрешения в оптическом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за поддержку Программу развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (научно-образовательная школа “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ангелони и др. (R. Angeloni, J.P. Uchima-Tamayo, M.J. Arancibia, R. Ruiz-Carmona, D. Fernandez Olivares, P. Sanhueza, G. Damke, R. Moyano et al.), *Astron. J.* **167** (2), 67 (2024).
2. Барентин (J.C. Barentine), *Nature Astron.* **6**, 1120 (2022).
3. Бенн, Эллисон (C.R. Benn and S.L. Ellison), *New Astron. Rev.* **42** (6–8), 503 (1998).
4. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., *Астрон. журн.* **97** (4), 284 (2020) [L.N. Berdnikov, A.A. Belinskii, N.I. Shatskii, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, D.V. Cheryasov, S.V. Zhuiko, *Astron. Rep.* **64** (4), 310 (2020)].
5. Боккас и др. (M. Boccas, T. Vucina, C. Araya, E. Vera, and C. Ahhee), *Proceed. of SPIE – Inter. Soc. Optic. Engineer.* **5494**, 239 (2004).

6. Брехм (G. Brehm), *Nota Lepidopterologica* **40**, 87 (2017).
7. Гарстанг (R.H. Garstang), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **101**, 306 (1989).
8. Джонс и др. (A. Jones, W. Kausch, C. Szyszka, and S. Kimeswenger), *Astron. Astrophys.* **560**, A91 (2013).
9. Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, I. Gorbunov, V. Senik, and D. Cheryasov), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **126** (939), 482 (2014).
10. Корнилов и др. (V. Kornilov, M. Kornilov, O. Voziakova, N. Shatsky, B. Safonov, I. Gorbunov, S. Potanin, D. Cheryasov, and V. Senik), *MNRAS* **462**, 4464 (2016).
11. Корнилов В.Г., Корнилов М.В., Шатский Н.И., Возякова О.В., Горбунов И.А., Сафонов Б.С., Потанин С.А., Черясов Д.В. и др., *Письма в Астрон. журн.* **42** (9), 678 (2016) [V.G. Kornilov, M.V. Kornilov, N.I. Shatsky, O.V. Vozyakova, I.A. Gorbunov, B.S. Safonov, S.A. Potanin, D.V. Cheryasov, et al., *Astron. Lett.* **42** (9), 616 (2016)].
12. Нолл и др. (S. Noll, W. Kausch, M. Barden, A.M. Jones, C. Szyszka, S. Kimeswenger, and J. Vinther), *Astron. Astrophys.* **543**, A92 (2012).
13. Педани (M. Pedani), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **121** (881), 778 (2009).
14. Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В., Желтоухов С.Г., Ландер В.Ю., Постнов К.А., Саввин А.Д., Татарников А.М. и др., *Письма в Астрон. журн.* **46** (12), 894 (2020) [S.A. Potanin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, S.G. Zheltoukhov, V.Yu. Lander, K.A. Postnov, A.D. Savvin, A.M. Tatarnikov, et al., *Astron. Lett.* **46** (12), 836 (2020)].
15. Тапиа Аюга, Заморано (С.Е. Tapia Ayuga and J. Zamorano), *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **214**, 33 (2018).
16. Тапиа Аюга и др. (С.Е. Tapia Ayuga, A. Sanchez de Miguel, and J. Calvo), *LICA-UCM lamps spectral database 1.6* (2015).
17. Татарников А.М., Желтоухов С.Г., Никишев Г.Э., Тарасенков А.Н., Шаронова А.В., *Астрон. журн.* **101**, (1), 42 (2024) [A.M. Tatarnikov, S.G. Zheltoukhov, G.E. Nikishev, A.N. Tarasenkov, A.V. Sharonova, *Astron. Rep* **68** (1), 66 (2024)].
18. Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, V. Kornilov, K. Postnov, S. Potanin, B. Safonov, et al.), *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century*, p. 127–132 (2020).
19. Эчай, Хелькер (A. Jechow and F. Holker), *J. Imaging* **5** (8), 69 (2019).