

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

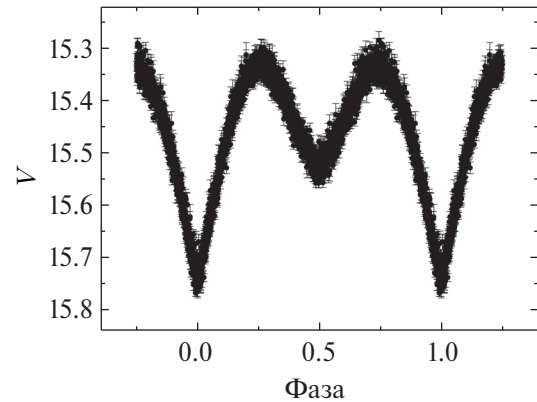


Рис. 1. Фазовая кривая блеска ZTF J213056.71+442046.5, построенная по нашим фотометрическим наблюдениям на основе элементов изменения блеска (3).

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-

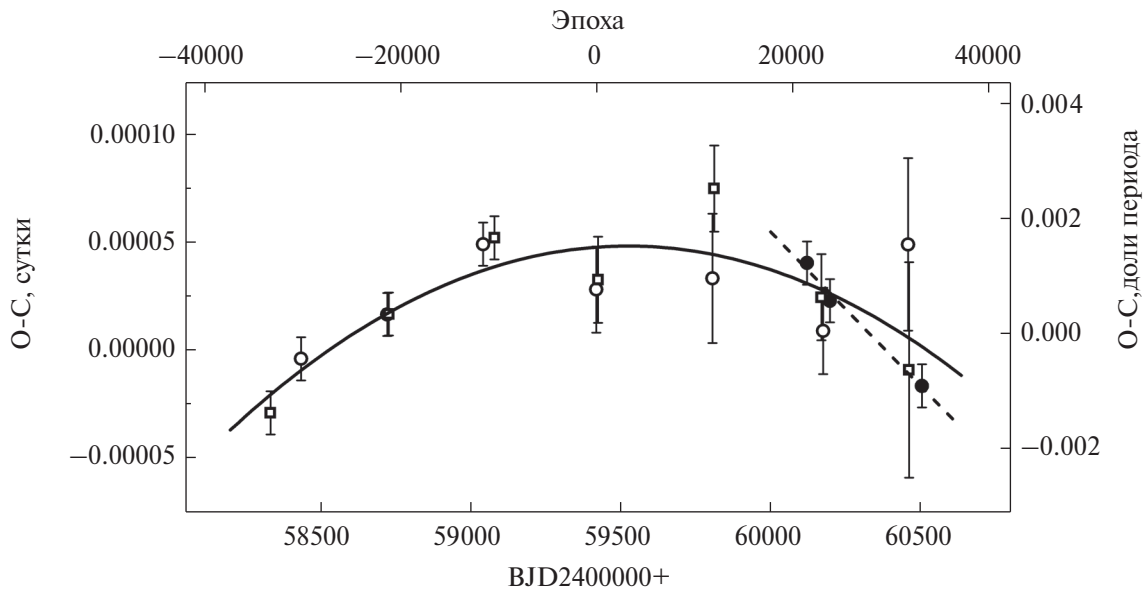


Рис. 2. Диаграмма $O-C$ для ZTF J213056.71+442046.5 относительно линейных элементов изменения блеска (1). Сплошная линия соответствует квадратичным элементам (2). Пунктирная кривая соответствует линейным элементам (3). Открытые квадраты соответствуют данным ZTF в фильтре g , открытые круги – в фильтре 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 $\dot{P} \sim M_c^{3/5}$.

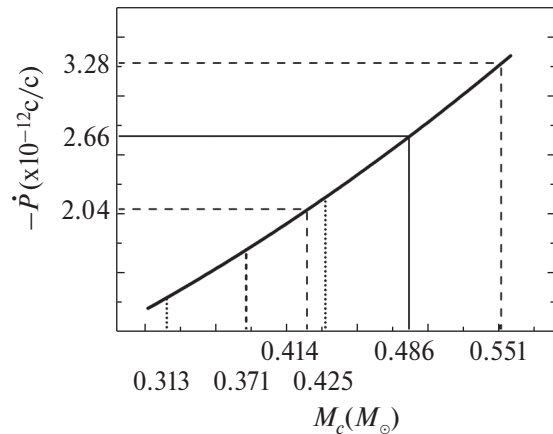


Рис. 3. Зависимость скорости изменения орбитального периода от чирп-массы для случая ZTF J213056.71+442046.5, $P = 0.0273195$ сут. Сплошной и двумя пунктирными линиями показаны значения и ошибки (1σ) чирп-массы для определенной нами из наблюдений скорости уменьшения периода. Линии из коротких штрихов 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).