

СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 4, 2022

SN 2019edo: сверхновая типа II-P с быстрым подъемом блеска и короткой стадией плато <i>Д. Ю. Цветков, А. А. Белинский, Н. П. Иконникова, М. А. Бурлак, И. М. Волков, Н. Н. Павлюк, П. В. Бакланов, С. И. Блинников, М. Г. Ушакова, В. А. Ечеистов</i>	229
Монитор всего неба для высокоточного измерения космического рентгеновского фона с борта МКС <i>Д. В. Сербинов, Н. П. Семена, А. Н. Семена, А. А. Лутовинов, В. В. Левин, С. В. Мольков, А. В. Кривченко, А. А. Ротин, М. В. Кузнецова</i>	243
Кинематика OB-звезд с данными из каталогов LAMOST и Gaia <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова, Г. М. Карелин</i>	265
Изменение природы спектрального континуума и стабильность циклотронной линии в рентгеновском пульсаре GRO J2058+42 <i>А. С. Горбан, С. В. Мольков, С. С. Цыганков, А. А. Муштуков, А. А. Лутовинов</i>	279
Активность молодой звезды с экзопланетой Кеплер-1627 <i>И. С. Саванов</i>	290

SN 2019edo: СВЕРХНОВАЯ ТИПА II-P С БЫСТРЫМ ПОДЪЕМОМ БЛЕСКА И КОРОТКОЙ СТАДИЕЙ ПЛАТО

© 2022 г. Д. Ю. Цветков^{1*}, А. А. Белинский¹, Н. П. Иконникова¹,
М. А. Бурлак¹, И. М. Волков^{1,2}, Н. Н. Павлюк¹, П. В. Бакланов^{3,4,5},
С. И. Блинников^{3,1}, М. Г. Ушакова¹, В. А. Ечеистов¹

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

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва, Россия

⁵Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.01.2022 г.

После доработки 05.03.2022 г.; принята к публикации 05.03.2022 г.

Представлены результаты *BVRI* фотометрии сверхновой типа II-P 2019edo в NGC 4162, полученные за период с 29 апреля 2019 г. по 26 января 2020 г. на нескольких телескопах, в том числе на 60-см телескопе Кавказской Горной обсерватории ГАИШ МГУ. Форма кривых блеска типична для SN II-P, однако плато продолжалось около 76 сут, что меньше характерного значения для SNe этого класса, а рост светимости до максимума оказался необычно быстрым. Абсолютная величина в максимуме в фильтре *V* составила $-16^m.9$, что близко к среднему для SNe II-P значению. Скорость падения блеска на поздней стадии несколько выше ожидаемой для излучения, обусловленного распадом ^{56}Co . В результате радиационно-газодинамического моделирования вспышки сверхновой кодом STELLA удалось согласованно воспроизвести стадии начального роста и стадии плато на кривых блеска. Полученная модель сверхновой имеет параметры: масса выброса $M_{\text{env}} = 6.6M_{\odot}$, радиус предсверхновой $R_0 = 500R_{\odot}$, масса радиоактивного $^{56}\text{Ni} \approx 0.05M_{\odot}$. Предсверхновая находилась внутри кокона — звездного ветра — с полной массой $M_{\text{wind}} \approx 0.01M_{\odot}$ и радиусом $R_{\text{wind}} = 10^{15}$ см. Энерговыведение при взрыве составило $E_{\text{burst}} = 0.8 \times 10^{51}$ эрг.

Ключевые слова: сверхновые, SN 2019edo.

DOI: 10.31857/S0320010822040064

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые (SNe) II типа возникают при взрывах массивных ($M > 8M_{\odot}$) звезд, вызываемых коллапсом ядра. Если взрываются сверхгиганты с массивной, богатой водородом оболочкой, возникают SNe II-P, которые характеризуются наличием в спектре сильных линий водорода и формой кривых блеска: светимость остается почти постоянной на протяжении 80–120 сут. Более 20 предсверхновых SNe II-P были отождествлены на архивных изображениях, в результате было установлено, что вспыхивают красные сверхгиганты с начальными массами от 8 до $\sim 17M_{\odot}$ (Смартт и др., 2009; Смартт, 2015). SNe II-P показывают большой

разброс светимостей и параметров кривых блеска, однако были предложены методы, позволяющие использовать их как независимые индикаторы внегалактических расстояний (Киршнер, Кван, 1974; Хамуи, Пинто, 2002). В связи с этим важно подробно исследовать различия фотометрических характеристик SN II-P и их связь с физическими параметрами предсверхновых.

SN 2019edo была открыта при обзоре неба по программе ASAS-SN (Шаппи и др., 2014) 2019-04-27.32 UT, ее блеск в фильтре *g* составил $16^m.7$, координаты SN: $\alpha = 12^{\text{h}}11^{\text{m}}51^{\text{s}}566$, $\delta = +24^{\circ}08'11''.67$, расстояние от центра галактики NGC 4162 равно $48''.12$ (Бримакомб и др., 2019).

Спектр SN был получен 2019-04-30.7 UT на 2.16-м телескопе Национальной астрономической

*Электронный адрес: tsvetkov@sai.msu.ru

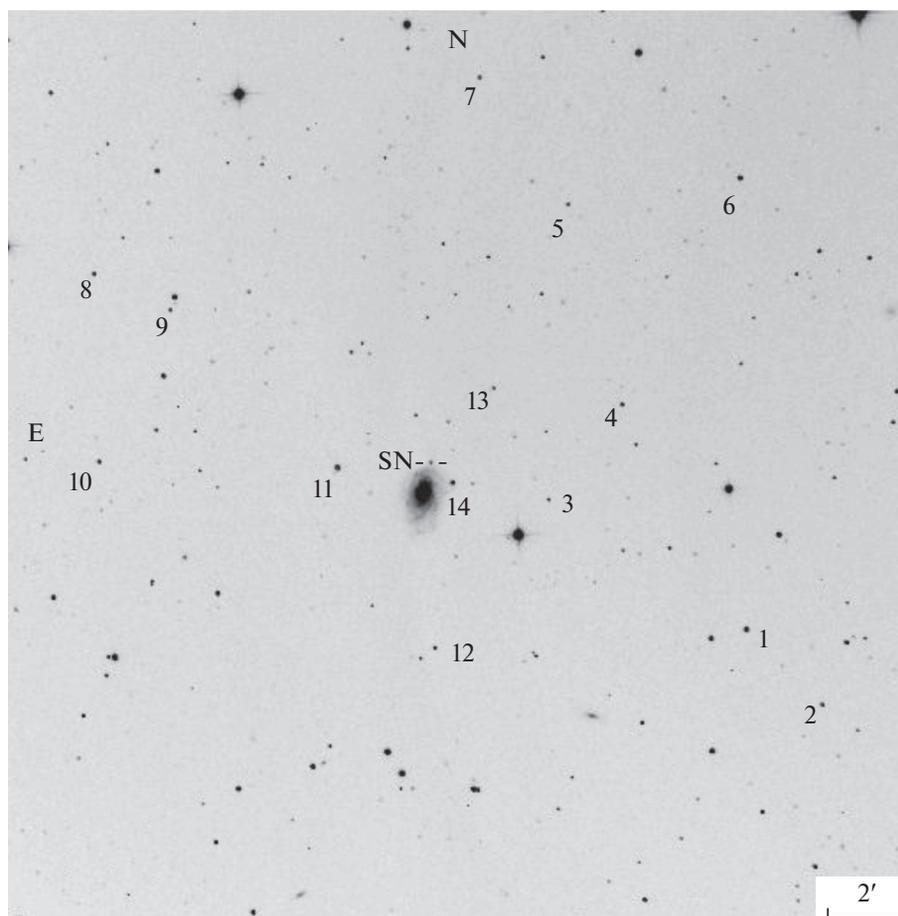


Рис. 1. Изображение SN 2019edo и звезд сравнения, полученное на телескопе К60 в фильтре *R*.

обсерватории Китая. Он показал, что SN принадлежит ко II типу, наибольшее сходство обнаружилось со спектром SN II-P 1999em в фазе 5 сут после взрыва, получена оценка скорости расширения оболочки около $11\,500\text{ км с}^{-1}$ по смещению линии поглощения $H\alpha$ (Сай и др., 2019).

Фотометрические наблюдения на спутнике Gaia в полосе G проводились с 2019-04-29.0 UT по 2019-12-20.3 UT¹.

В статье представлены результаты мониторинга SN 2019edo в оптических диапазонах, осуществленного на четырех обсерваториях. Удалось построить достаточно подробные кривые блеска в полосах *BVR* и кривые цвета. Проведено моделирование кривых блеска с использованием многогруппового радиационно-гидродинамического численного кода STELLA.

¹<http://gsaweb.ast.cam.ac.uk/alerts/alert/Gaia19bph/followup>

НАБЛЮДЕНИЯ

Фотометрические наблюдения SN 2019edo были начаты 2019-04-29.88 UT немедленно после открытия. ПЗС-изображения в фильтрах *BVR* были получены в четырех обсерваториях, использовались следующие телескопы: 60-см телескоп Кавказской Горной обсерватории ГАИШ (К60), (Бердников и др., 2020), 1-м телескоп Симеизской обсерватории (S100) (Николенко и др., 2019), 60-см телескоп Крымской астрономической станции ГАИШ (С60), 70-см телескоп ГАИШ в Москве (М70). Все телескопы были оснащены ПЗС-камерами и наборами *BVR* фильтров Джонсона-Кузинса.

Стандартная обработка и фотометрия осуществлялись с помощью пакета программ IRAF². Звездные величины SN были получены апертурной или PSF-фотометрией относительно местных стандартов. ПЗС-изображение SN 2017edo и

²IRAF распространяется NOAO, управляемой AURA по соглашению с NSF.

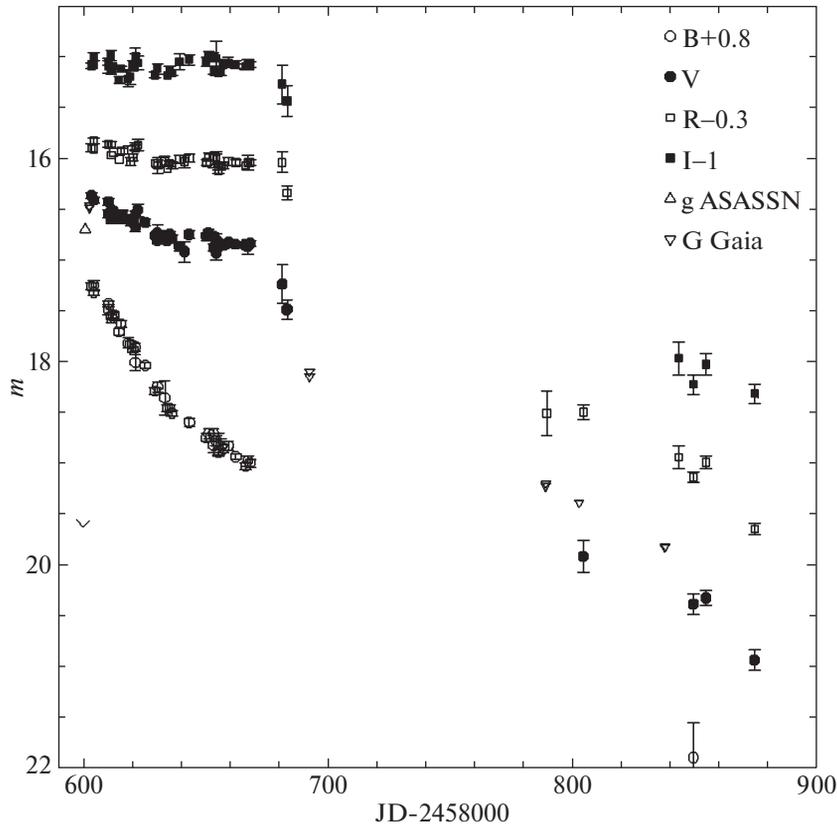


Рис. 2. Кривые блеска SN 2019edo в фильтрах *BVRI*. Показаны оценки от ASAS-SN, Gaia и верхний предел блеска от ATLAS (символ *V*).

местных звезд сравнения показано на рис. 1. Величины *gri* звезд сравнения были взяты из базы данных Pan-STARRS³, величины *BVRI* вычислены, используя соотношения из работы Костова и Бонева (2018).

Фотометрия была приведена к стандартной системе Джонсона–Кузинса с помощью инструментальных цветовых уравнений, определенных по наблюдениям фотометрических стандартов. Величины звезд сравнения приведены в табл. 1, фотометрия представлена в табл. 2.

КРИВЫЕ БЛЕСКА И ЦВЕТА

Кривые блеска SN 2019edo показаны на рис. 2. Результаты для всех телескопов достаточно хорошо согласуются. Наши наблюдения, начавшиеся в эпоху JD 2458603.4, не показывают восходящей ветви кривых блеска, однако данные о характере роста блеска имеются. При открытии SN программой ASAS-SN была получена оценка блеска в фильтре *g* (система AB) $16^m.7$ в JD 2458600.8, а обзор ATLAS сообщил оценку верхнего предела на

блеск SN в JD 2458599.9: в фильтре “orange” SN была слабее $19^m.63$. Эти данные получены в полосах, не совпадающих с используемыми в наших

Таблица 1. Величины звезд сравнения для SN 2019edo

Звезда	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>
1	15.21	14.60	14.24	13.90
2	16.41	15.87	15.55	15.23
3	17.74	17.06	16.65	16.26
4	18.06	16.55	15.63	14.84
5	16.86	16.06	15.58	15.14
6	16.22	15.32	14.77	14.33
7	17.01	15.98	15.35	14.81
8	16.92	15.92	15.30	14.87
9	16.56	16.08	15.78	15.45
10	17.52	16.26	15.49	14.91
11	14.36	13.70	13.31	12.96
12	17.09	16.60	16.30	15.98
13	16.96	16.27	15.84	15.48
14	16.76	15.41	14.58	13.94

³<https://catalogs.mast.stsci.edu/panstarrs/>

Таблица 2. *BVRI*-фотометрия SN 2019edo

JD-2450000	<i>B</i>	σ_B	<i>V</i>	σ_V	<i>R</i>	σ_R	<i>I</i>	σ_I	Телескоп
603.38	16.46	0.03	16.37	0.03	16.20	0.04	16.09	0.03	K60
604.31	16.52	0.03	16.41	0.02	16.21	0.02	16.07	0.02	K60
604.34	16.45	0.05	16.41	0.02	16.13	0.03	16.00	0.04	M70
610.26	16.63	0.03	16.43	0.02	16.16	0.03	16.05	0.03	K60
610.32	16.69	0.05	16.55	0.04	16.16	0.03	16.10	0.06	M70
611.33	16.77	0.05	16.60	0.04	16.17	0.02	15.99	0.05	M70
611.41	16.75	0.03	16.52	0.02	16.27	0.02	16.14	0.03	K60
612.26	16.74	0.03	16.52	0.02	16.24	0.02	16.10	0.02	K60
614.46	16.91	0.03	16.60	0.02	16.31	0.03	16.23	0.03	K60
615.35	16.83	0.03	16.56	0.02	16.23	0.04	16.12	0.03	K60
618.23	17.02	0.05	16.60	0.04	16.22	0.04	16.22	0.08	K60
619.25	17.03	0.03	16.62	0.04	16.33	0.04	16.20	0.07	K60
620.25	17.08	0.03	16.63	0.02	16.29	0.03	16.09	0.05	K60
621.25	17.06	0.04	16.55	0.03	16.18	0.03	16.02	0.05	K60
621.36	17.21	0.08	16.68	0.04	16.20	0.03	16.00	0.09	M70
622.27	—	—	16.51	0.06	16.17	0.06	16.06	0.07	K60
625.32	17.24	0.03	16.63	0.03	—	—	—	—	K60
629.30	17.49	0.03	16.76	0.02	16.35	0.02	16.18	0.03	K60
630.29	17.45	0.05	16.81	0.04	16.35	0.04	16.12	0.05	K60
630.35	—	—	16.74	0.09	16.37	0.08	—	—	M70
633.34	17.56	0.17	16.77	0.06	16.33	0.05	—	—	M70
634.26	17.66	0.03	16.81	0.02	16.40	0.02	16.19	0.02	K60
635.30	17.66	0.03	16.75	0.03	16.35	0.03	16.13	0.03	K60
636.37	17.71	0.03	16.79	0.03	16.37	0.03	16.16	0.03	K60
639.36	—	—	16.87	0.04	16.31	0.04	16.05	0.08	M70

Таблица 2. Окончание

JD-2450000	B	σ_B	V	σ_V	R	σ_R	I	σ_I	Телескоп
641.37	—	—	16.92	0.10	16.33	0.06	—	—	M70
643.29	17.80	0.04	16.75	0.04	16.30	0.03	16.03	0.05	K60
650.28	17.95	0.04	16.77	0.04	16.34	0.04	16.05	0.04	K60
651.28	17.91	0.05	16.74	0.04	16.29	0.04	16.00	0.05	K60
653.27	17.91	0.05	16.77	0.03	16.29	0.03	16.00	0.04	K60
653.28	18.03	0.07	16.88	0.06	16.36	0.03	16.13	0.04	S100
654.30	17.98	0.05	16.80	0.06	16.30	0.06	16.02	0.17	K60
654.32	—	—	16.93	0.07	16.31	0.05	—	—	M70
655.29	18.02	0.11	16.83	0.03	16.38	0.03	16.16	0.03	S100
655.32	18.09	0.03	16.87	0.02	16.42	0.03	16.15	0.03	K60
656.29	18.03	0.07	16.86	0.03	16.38	0.02	16.15	0.03	S100
657.29	18.06	0.04	16.86	0.03	16.37	0.04	16.07	0.03	K60
659.29	18.03	0.04	16.83	0.03	16.33	0.03	16.06	0.05	K60
662.31	18.14	0.04	16.85	0.03	16.34	0.04	16.08	0.04	K60
666.29	18.23	0.03	16.86	0.02	16.37	0.03	16.10	0.04	K60
667.29	18.18	0.05	16.87	0.07	16.34	0.07	16.08	0.05	K60
668.29	18.20	0.04	16.84	0.03	16.34	0.03	16.08	0.03	K60
681.27	—	—	17.24	0.19	16.34	0.10	16.27	0.10	S100
683.28	—	—	17.49	0.10	16.64	0.07	16.44	0.15	S100
789.53	—	—	—	—	18.81	0.22	—	—	C60
804.58	—	—	19.92	0.16	18.80	0.08	—	—	C60
843.51	—	—	—	—	19.24	0.11	18.97	0.16	K60
849.53	21.10	0.34	20.39	0.10	19.44	0.05	19.23	0.09	K60
854.61	—	—	20.33	0.07	19.29	0.06	19.03	0.11	K60
874.50	—	—	20.94	0.10	19.95	0.06	19.32	0.10	K60

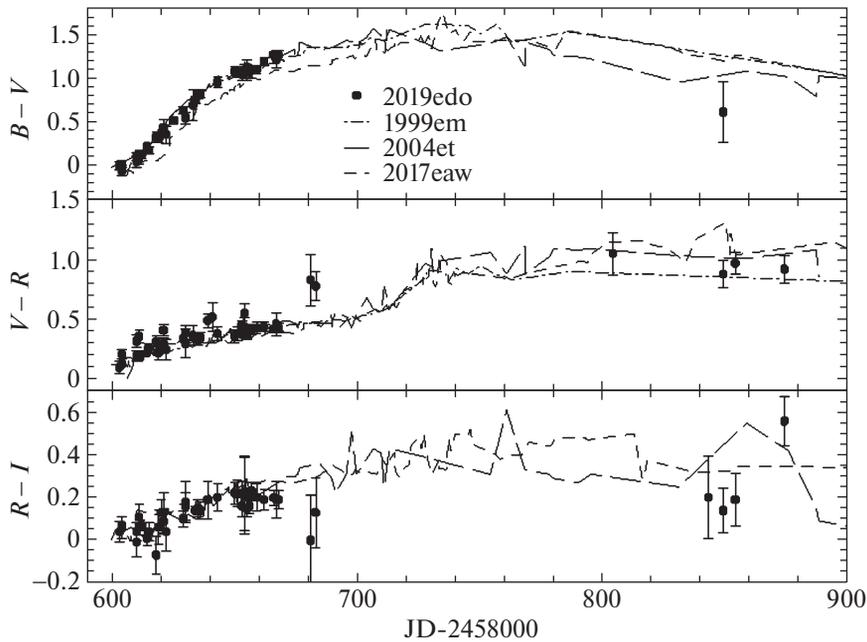


Рис. 3. Кривые цвета SN 2019edo и сравнение с кривыми цвета трех SN II-P, все данные исправлены за полное поглощение света.

наблюдениях, однако можно оценить величины в фильтрах BVR , используя соотношения между величинами в разных системах из работ Жорди и др. (2006), Тонри и др. (2018). Необходимые для этого показатели цвета можно оценить, экстраполируя построенные нами кривые цвета (рис. 3). Получены результаты: в JD 2458600.8 $B = 16^m9$, $V = 16^m8$, $R = 16^m7$ (с точностью около 0^m2-0^m3); в JD 2458599.9 $R > 19^m5$, $V > 19^m6$, $B > 19^m7$. Базин и др. (2009) показали, что кривые блеска (в потоках) на ранних стадиях SN разных типов можно представить выражением $f(t) = Ae^{-(t-t_0)/\tau_{\text{fall}}}/(1 + e^{-(t-t_0)/\tau_{\text{rise}}}) + B$, мы применили его для анализа кривых блеска в фильтрах BVR и нашли, что эпоха начала возрастания светимости JD 2458599.5 \pm 0.5, а точки максимумов блеска: $B_{\text{max}} = 16^m46 \pm 0^m10$, $V_{\text{max}} = 16^m36 \pm 0^m07$, $t_{\text{max}} = \text{JD } 2458603.5 \pm 1.5$. Блеск в полосе R , I в то же время вышел на плато $R_{\text{pl}} = 16^m20 \pm 0^m10$, $I_{\text{pl}} = 16^m04 \pm 0^m10$. Таким образом, можно получить оценку времени возрастания блеска $t_{\text{rise}} = 4 \pm 1.6$ сут, что меньше типичных значений для SNe II-P (Гонзалес-Гайтан и др., 2015).

Плато закончилось около JD 2458680, т.е. продолжалось примерно 76 сут, что меньше обычного значения ~ 100 сут. К сожалению, точно оценить величину падения блеска после плато и время выхода на линейный хвост кривой блеска невозможно из-за отсутствия наблюдений на этом этапе. Наблюдения в фильтрах V , R в период 200–350 сут

после максимума позволяют приблизительно оценить скорость падения блеска: $0^m13/100^d$. Почти такое же значение скорости падения блеска дают наблюдения Gaia: $0^m12/100^d$, что несколько быстрее скорости, ожидаемой для излучения, обусловленного распадом ^{56}Co .

Кривые показателей цвета $B - V$, $V - R$, $R - I$ для SN 2019edo и их сравнение с соответствующими кривыми для хорошо исследованных SNe II-P 1999em (Элмхамди и др., 2003), 2004et (Магуайр и др., 2010), 2017eaw (Цветков и др., 2018) показаны на рис. 3. Характер кривых для всех SNe практически одинаков, можно оценить покраснение SN 2019edo $E(B - V) = 0^m1 \pm 0^m05$. Поглощение света в Галактике дает избыток цвета $E(B - V)_{\text{Gal}} = 0^m031$, следовательно, незначительное поглощение в родительской галактике присутствует.

На рис. 4 показана кривая блеска SN 2019edo в абсолютных R -величинах. Расстояние до галактики вычислено по лучевой скорости, при постоянной Хаббла $H_0 = 73$ км с Мпк $^{-1}$, модуль расстояния равен $\mu = 32.94$. Для сравнения показаны кривые блеска SN II-P, имеющих как большую, так и меньшую светимость в максимуме: SNe 1999em, 1999gi, 2004et, 2009N, 2017eaw (Элмхамди и др., 2003; Леонард и др., 2002; Магуайр и др., 2010; Такатс и др., 2014; Цветков и др., 2018). По максимальной светимости SN 2019edo является типичной SN II-P с абсолютной величиной $M_{B_{\text{max}}} =$

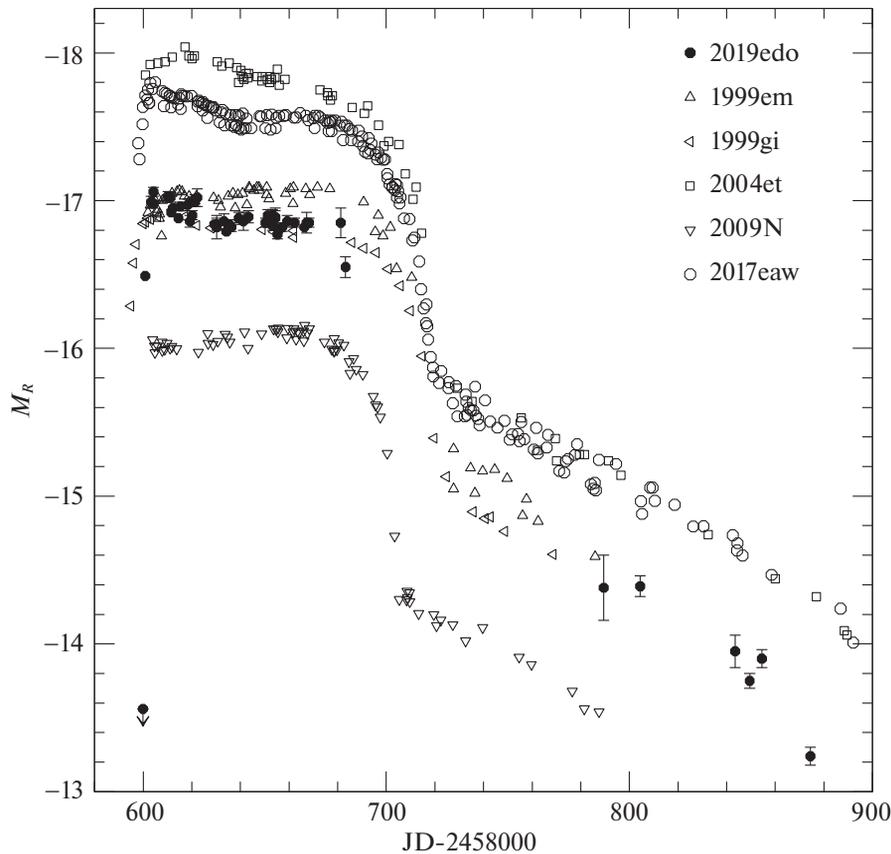


Рис. 4. Кривая блеска SN 2019do в абсолютных R -величинах и сравнение с кривыми для 5 SN II-P.

$= M_{V \max} = -16^m9$, $M_{R \max} = -17^m0$. Она имеет меньшую светимость, чем SNe 2004et, 2017eaw и похожа на SNe 1999em, 1999gi.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Анализируя кривые блеска SN 2019edo на рис. 4, можно заметить два существенных отличия SN 2019edo от классических SN II-P, образцом которых служит близкая, хорошо наблюдаемая SN 1999em (Утробин, 2007). Первое отличие состоит в укороченной стадии плато $\Delta t_{\text{plateau}} = 76^{\text{d}}$ против $\Delta t_{\text{plateau}} = 110^{\text{d}}$ для SN 1999em (Надёжин, 2003). Второе отличие заключается в необычайно быстрой скорости роста на раннем этапе эволюции кривых блеска. У SN 2019edo время до максимума в полосе V составляет $t_{\text{rise}} = 4^{\text{d}}$, что существенно меньше значения $t_{\text{rise}} = 10^{\text{d}}$ для SN 1999em (Гонзалес-Гайтан и др., 2015). Теоретические модели для разных сверхновых типа II-P, изученные нами в работах Бакланова и др. (2005), Цветкова и др. (2018), Никифоровой и др. (2021), демонстрируют t_{rise} , примерно как у SN 1999em в полосе V , поэтому они не могут

воспроизвести крайне быстрый рост кривых блеска SN 2019edo. Требовалось добавить новые физические предположения в наши модели для описания этого различия. Естественным объяснением быстрого роста кривых блеска является модель взрыва сверхновой в коконе околозвездного вещества (Грасберг, Надёжин, 1986; Чугай и др., 2004). Для расчетов мы использовали код многогрупповой радиационной гидродинамики STELLA (Блинников, Сорокина, 2004; Бакланов и др., 2005; Блинников и др., 2006), который успешно применяется для расчета сверхновых всех типов, включая Ib/c (Бакланов и др., 2015), II-P (Цветков и др., 2018), сверхмощных сверхновых (Бакланов и др., 2015; Сорокина и др., 2016). Способность STELLA моделировать сверхновые типа IIp (Бакланов и др., 2013) с узкими эмиссионными компонентами спектральных линий, связанными с взаимодействием ударной волны с околозвездной оболочкой, оказалась необходимым качеством для объяснения кривых блеска SN 2019edo.

Модели предсверхновых строились в предположении неэволюционного гидростатического равновесия, как было описано в работе Бакланова

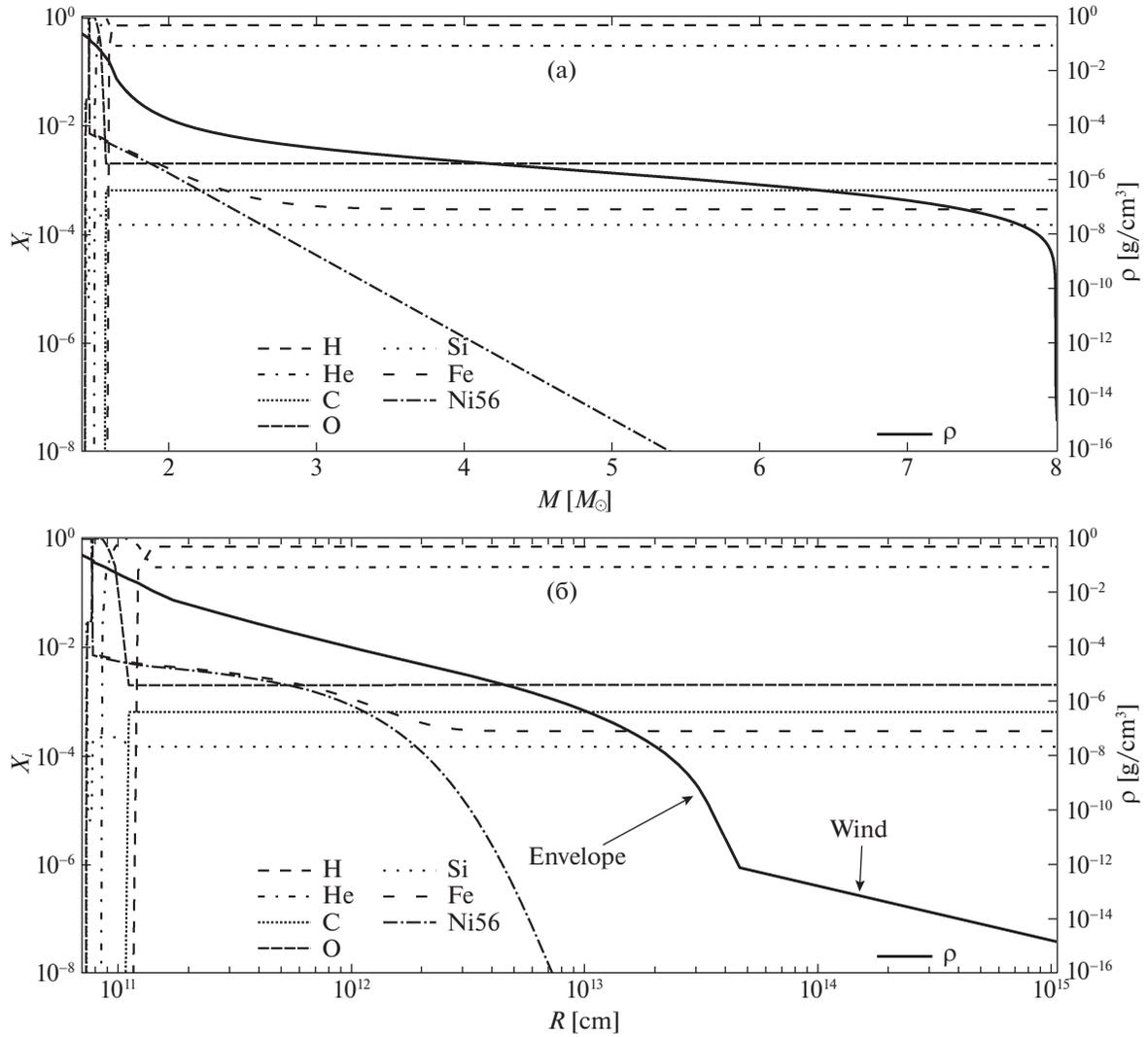


Рис. 5. Профиль плотности (сплошная линия) модели предсверхновой R500M08W по массовой координате (а) и по радиусу (б). Пунктирными и штриховыми линиями показан химический состав оболочки в тех же координатах. На (б) виден излом в плотности, соответствующий окружающей ветром оболочке предсверхновой с $\rho_{\text{wind}} \propto R^{-2}$.

и др. (2005) со степенной зависимостью температуры от плотности: $T \propto \rho^\alpha$. При полной ионизации и однородном химическом составе оболочки предсверхновой такое гидростатическое состояние близко к политропному соотношению между давлением и плотностью с индексом $1/\alpha$, в котором мы полагали $\alpha = 0.33$. Предварительные оценки массы оболочки по длительности плато показали, что оптимальное значение полной массы $M \sim 8M_\odot$, поэтому распределение химических элементов по оболочке предсверхновой мы сделали качественно подобным эволюционным моделям схожих масс из работ Мория и др. (2014), Козыревой и др. (2021). Нейтронный остаток (прото-нейтронная звезда) массой $M_{\text{NS}} = 1.4M_\odot$ поверх тонкого слоя He $M_{\text{He}} = 0.2M_\odot$ окружался однородной оболочкой с

преимущественным содержанием водорода и гелия. Однородность состава оболочки эмулировала сильное турбулентное перемешивание, возникающее из-за неустойчивости Рэлея–Тейлора при прохождении ударной волны. Структура оболочки в разрезе по массовой координате и по радиусу для нашей оптимальной модели R500M08W показана на рис. 5.

Длительность плато

Форма и время нахождения кривых блеска на стадии плато определяются длительностью прохождения волны охлаждения и рекомбинации, которая, главным образом, зависит от массы водородной оболочки, ее начального радиуса и энергии

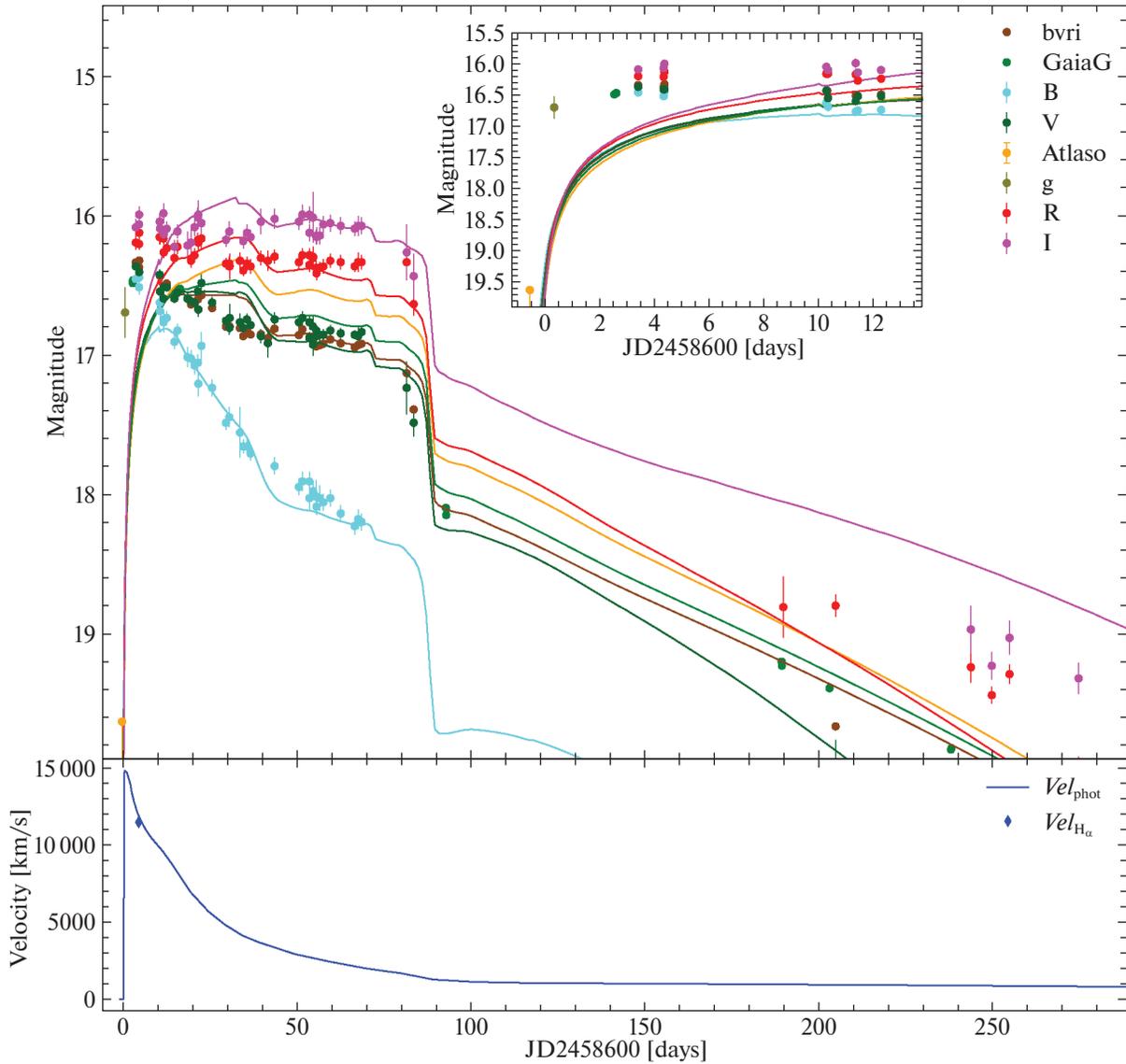


Рис. 6. *BVRI* кривые блеска модели без ветра R500M08. Точки — наблюдения, линии — результаты модельных расчетов. Точки, обозначенные *bvri* — квазиболометрические величины, полученные интегрированием потока в фильтрах от *B* до *I*. Вставка демонстрирует, что данная модель плохо описывает начальную стадию роста на кривых блеска. На нижнем графике сплошная линия соответствует скорости вещества на уровне фотосферы. У сильных линий, таких как $H\alpha$, минимум абсорбции не соответствует скорости фотосферы, а сдвинут в голубую область. Поэтому необходимо, чтобы скорость $H\alpha$ (показана синим ромбом) была выше модельной скорости фотосферы. Однако этого не наблюдается, что говорит о недостатке модели R500M08.

взрыва сверхновой (Литвинова, Надёжин, 1983, 1985). Светимость на стадии плато определяется потоком излучения, высвечивающим тепловую энергию и энергию рекомбинации, при прохождении по оболочке волны охлаждения и рекомбинации (Грасберг, Надёжин, 1976). Длительность стадии плато у SN2019edo составила 76 дней, что меньше, чем у классического представителя SN II-P сверхновой SN 1999em. Это свидетельствует о меньшей массе выброшенной взрывом

оболочки. Это утверждение подтвердилось после того, как мы рассчитали сетку моделей без околозвездного вещества в пространстве параметров (R , M , $M_{56\text{Ni}}$, E) для поиска модели, воспроизводящей стадию плато. На рис. 6 видно, что стадия плато с наблюдаемыми свойствами воспроизводится у модели с параметрами: масса полная $M_{\text{tot}} = 8M_{\odot}$, масса выброса $M_{\text{env}} = 6.6M_{\odot}$, радиус предсверхновой $R_0 = 500R_{\odot}$, масса радиоактивного $^{56}\text{Ni} \approx 0.05M_{\odot}$, металличность $Z = 0.004$. Взрыв SN

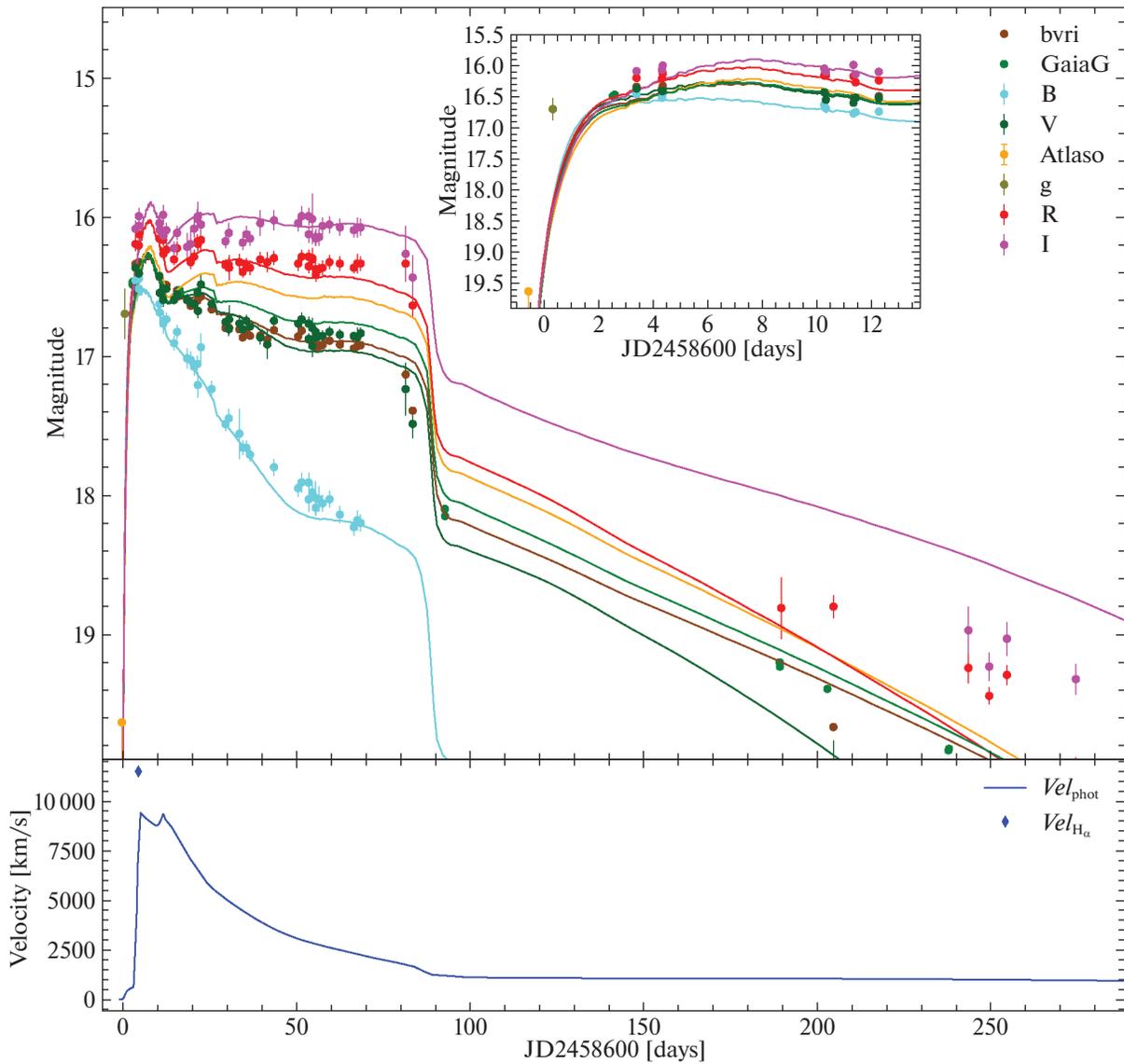


Рис. 7. *BVRI* кривые блеска SN 2019edo для модели R500M08W. Точки — наблюдения, линии — результаты модельных расчетов. Вставка демонстрирует начальную стадию роста на кривых блеска. Эволюция скорости вещества на уровне фотосферы показана на нижнем графике. Оценка скорости разлета вещества в линии $H\alpha$ изображена синим ромбом.

симулировался выделением $E_{exp} = 8 \times 10^{50}$ эрг в форме “тепловой бомбы” во внутренней части выброса. За 400 дней с момента взрыва в электромагнитном канале излучилось $E_{rad} = 1.4 \times 10^{49}$ эрг. Подавляющая часть энергии взрыва перешла в кинетическую энергию разлетающейся оболочки $E_{kin} = 7.8 \times 10^{50}$ эрг.

Фаза быстрого роста кривых блеска

Для объяснения начальной стадии быстрого роста кривых блеска оболочку предсверхновой мы окружали коконом звездного ветра, параметризуемую граничным радиусом R_{wind} и плотностью на

внутренней границе ветра $\rho_{wind}(R_{env})$. Распределение плотности ветра по радиусу определяется законом $\rho(r) \propto r^{-2}$.

Варьируя параметры ветра, мы нашли оптимальную модель R500M08W, согласующуюся с наблюдениями как на стадии плато, так и на начальной стадии быстрого роста кривых блеска (рис. 7). Взрыв сверхновой, как следует из модельных расчетов, начался в эпоху $t_{exp} = JD2458598.5 \pm 0.4$.

Ударная волна за 1 день пробегает через оболочку сверхновой и входит в звездный ветер, по которому распространяется еще $t_{wind} \sim 12$ дней. На этой куполообразной стадии светит плотный

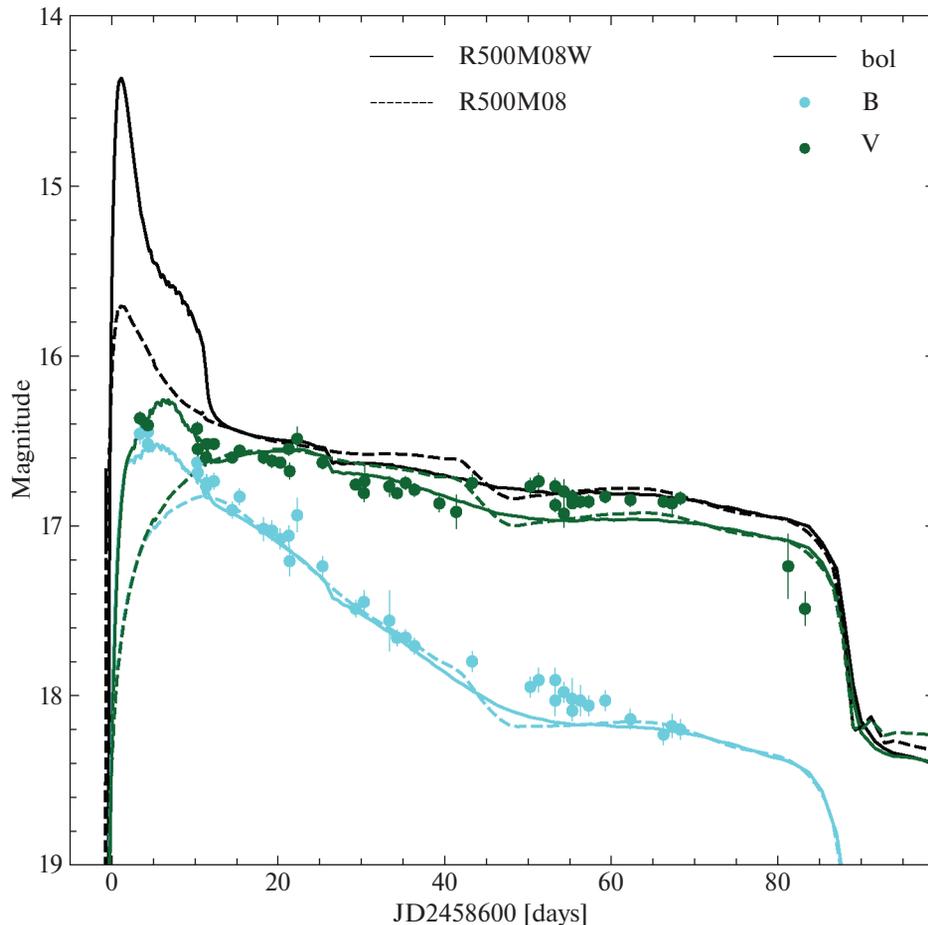


Рис. 8. Болومترическая (черная) и широкополосные BV кривые блеска, рассчитанные для модели с ветром R500M08W и без ветра R500M08.

тонкий слой вещества, сгребенного ударной волной при прохождении через звездный ветер. Затем вещество ветра быстро охлаждается, слой просветляется и кривые блеска выходят на классическую стадию охлаждения-рекомбинации, которая наблюдалась бы в отсутствие ветра. Это хорошо видно по болومترической кривой блеска, показанной на рис. 8, в дополнение к широкополосным фильтрам BV .

На рис. 9 показано, что при заданной структуре предсверхновой и энергии взрыва длительность стадии прохождения ударной волны по звездному ветру и, соответственно, длительность купола на оптических кривых блеска определяются протяженностью звездного ветра в диапазоне $R_{\text{wind}} = (0.7-2) \times 10^{15}$ см. Оптимальная модель R500M08W имеет $R_{\text{wind}} = 10^{15}$ см. Заметим, что эта величина близка к определенному по эмиссионным линиям значению $R_{\text{wind}} \sim 10^{15}$ см для iPTF 13dqy (SN 2013fs) (Ярон и др., 2017).

ВЫВОДЫ

Представлены кривые блеска и цвета SN 2019edo. Наши наблюдения начались сразу после открытия, фотометрическая эволюция была прослежена на стадии плато и до линейного падения блеска. Определены основные параметры кривых блеска, дана оценка светимости в максимуме. Форма кривых блеска и максимальная светимость SN 2019edo характерны для класса SN II-P.

Наилучшее согласие наших расчетов с наблюдениями получено для модели R500M08W с параметрами: масса выброса $M_{\text{env}} = 6.6M_{\odot}$, энергия взрыва $E = 0.8 \times 10^{51}$ эрг, радиус предсверхновой $R_0 = 500R_{\odot}$, масса радиоактивного Ni $M_{56\text{Ni}} = 0.05M_{\odot}$, металличность $Z = 0.004$. Для объяснения быстрого роста кривых блеска необходимо предположить наличие у предсверхновой плотного звездного ветра с полной массой $M_{\text{wind}} \approx 0.01M_{\odot}$, распределением плотности по радиусу $\rho_{\text{wind}} \propto r^{-2}$

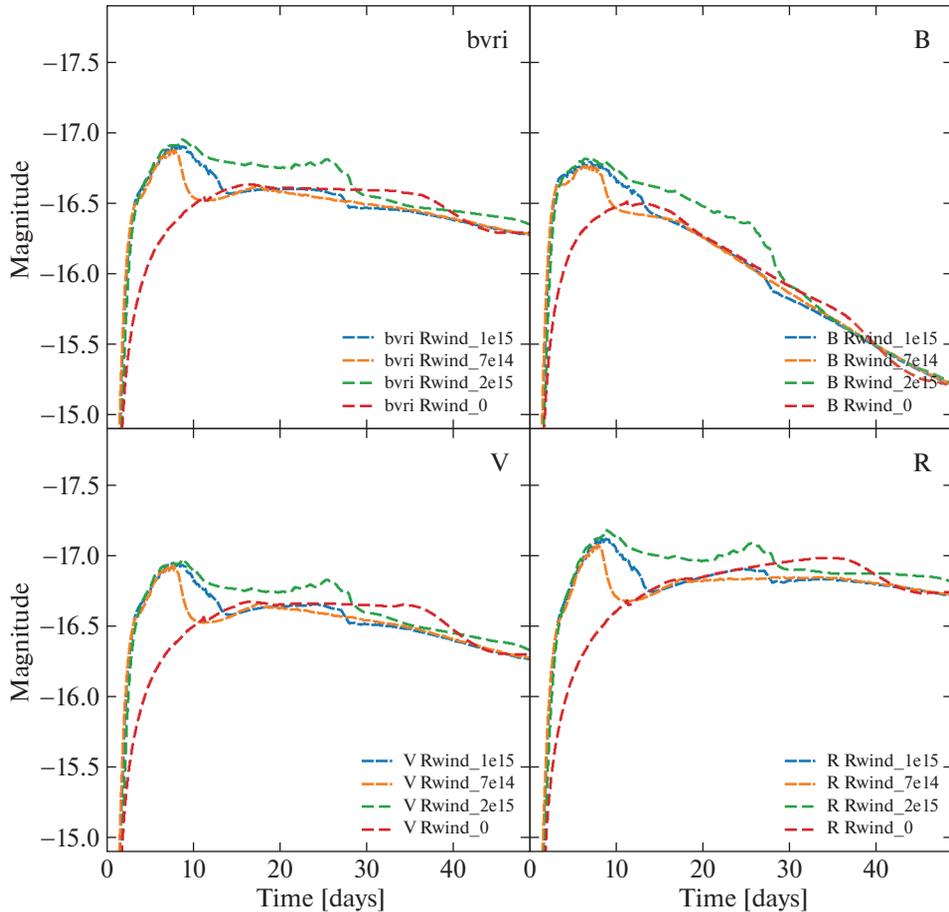


Рис. 9. Зависимость модельных кривых блеска от радиуса звездного ветра R_{wind} . Длительность наблюдаемого купола на кривых блеска воспроизводится при $R_{\text{wind}} = 10^{15}$ см (синяя штриховая линия). Оранжевая штриховая линия соответствует малому радиусу $R_{\text{wind}} = 7 \times 10^{14}$ см, а зеленая штриховая линия — протяженному ветру с $R_{\text{wind}} = 2 \times 10^{15}$ см. Для сравнения красной штриховой линией показана модель без ветра.

и $R_{\text{wind}} = 10^{15}$ см. Наличие околозвездного вещества должно проявляться в спектрах в виде узких эмиссионных линий водорода, характерных для сверхновых типа IIp. Спектральные данные позволяют оценить фотосферные скорости и динамику разлетающейся оболочки, что существенно ограничивает область допустимых модельных параметров. К сожалению, для SN 2019edo оценка скорости в оболочке приводится только в одном сообщении в ATel (Сай и др., 2019). В нем нет ссылки на график со спектром, и он не может рассматриваться как полноценная публикация спектральных данных. Для SN 2019edo нет ни наших спектральных наблюдений, ни опубликованных данных других авторов.

В нашем моделировании радиус оболочки R_0 и полная масса M_{tot} принимались свободными параметрами, определяемыми из соответствия модельных широкополосных кривых блеска наблюдаемым. Любопытно, что найденные значения

$R_0 = 500R_{\odot}$ и $M_{\text{tot}} = 8M_{\odot}$ для нашей оптимальной модели R500M08W соответствуют корреляции между $R - M$, вытекающей из эволюционных расчетов кодами KEPLER и MESA (Морозова и др., 2016).

Значения радиуса, полной массы, энергии взрыва у модели R500M08W близки к значениям эволюционной модели m1515rot8, исследованной в работе Козыревой и др. (2020). Фотосферные скорости m1515rot8 существенно превосходят таковые у SN 2019edo, оцененные по линии H α для единственного спектрального наблюдения. Если эволюционные модели типа m1515rot8 удастся в самосогласованном расчете получить с коконом околозвездного вещества, то скорость в первые дни взрыва упадет, как это демонстрируется выше на рис. 6 и 7. Такая модель позволит избежать нефизичных разрывов при распределении плотности по радиусу между оболочкой и ветром. Следствием этого станет исчезновение ненаблюдаемых скачков

потока излучения на кривых блеска на стадии плато. Эти утверждения требуют дальнейших исследований.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Работа поддержана Научно-образовательной школой МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”. Авторы выражают благодарность за поддержку от Программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова. Работа П. Бакланова по теоретическому моделированию кривых блеска SN 2019edo поддержана грантом РНФ № 21-52-12032. Работа С. Блиникова и М. Ушаковой по развитию и приложениям кода STELLA поддержана грантом РНФ № 19-12-00229.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базин и др. (G. Bazin, N. Palanque-Delabrouille, J. Rich, V. Ruhlmann-Kleider, E. Aubourg, L. Le Guillou, P. Astier, C. Balland, et al.), *Astron. Astrophys.* **499**, 653 (2009).
2. Бакланов П.В., Блиников С.И., Павлюк Н.Н., Письма в Астрон. журн. **31**, 483 (2005) [P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, and N.N. Pavlyuk, *Astron. Lett.* **31**, 429 (2005)].
3. Бакланов П.В., Блиников С.И., Поташов М.Ш., Долгов А.Д., Письма в ЖЭТФ **98**, 489 (2013).
4. Бакланов П.В., Сорокина Е.И., Блиников С.И. Письма в Астрон. журн. **41**, 113 (2015) [P.V. Baklanov, E.I. Sorokina, S.I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **41**, 95 (2015)].
5. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черязов Д.В., Жуйко С.В., *Астрон. журн.* **97**, 284 (2020).
6. Блиников, Сорокина (S. Blinnikov and E. Sorokina), *Astrophys. Space Sci.* **290**, 13 (2004).
7. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Ropke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), *Astron. Astrophys.* **453**, 229 (2006).
8. Бримакомб и др. (J. Brimacombe, B. Nicholls, P. Casella, R.G. Farfan, R. Cornect, M.R. Kendurkar, W. Wiethoff, P. Valley, et al.), *Astron. Telegram* **12713** (2019).
9. Гонзалес-Гайтан и др. (S. Gonzalez-Gaitan, N. Tominaga, J. Molina, L. Galbany, F. Bufano, J.P. Anderson, C. Gutierrez, F. Forster, et al.), *MNRAS* **451**, 2212 (2015).
10. Грасберг, Надёжин (E.K. Grassberg and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **44**, 409 (1976).
11. Грасберг Е.К., Надёжин Д.К., Письма в Астрон. журн. **12**, 168 (1986).
12. Жорди и др. (K. Jordi, E.K. Grebel, and K. Ammon), *Astron. Astrophys.* **460**, 339 (2006).
13. Касен, Вусли (D. Kasen and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **703**, 2205 (2009).
14. Киршнер, Кван (R.P. Kirshner and J. Kwan), *Astrophys. J.* **193**, 27 (1974).
15. Козырева и др. (A. Kozyreva, E. Nakar, R. Waldman, S. Blinnikov, and P. Baklanov), *MNRAS* **494**, 3927 (2020).
16. Козырева и др. (A. Kozyreva, P. Baklanov, S. Jones, R. Stockinger, and H.-T. Janka), *MNRAS* **503**, 797 (2021).
17. Костов, Бонев (A. Kostov and T. Bonev), *Bulgar. Astron. J.* **28**, 3 (2018).
18. Леонард и др. (D.C. Leonard, A.V. Filippenko, W. Li, Th. Matheson, R.P. Kirshner, R. Chornock, S.D. Van Dyk, P. Berlind, et al.), *Astron. J.* **124**, 2490 (2002).
19. Литвинова, Надёжин (I.Yu. Litvinova and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **89**, 89 (1983).
20. Литвинова, Надёжин (I.Yu. Litvinova and D.K. Nadyozhin), *Sov. Astron. Lett.* **11**, 25 (1985).
21. Магвайр и др. (K. Maguire, E. Di Carlo, S.J. Smartt, A. Pastorello, D.Yu. Tsvetkov, S. Benetti, S. Spiro, A.A. Arkharov, et al.), *MNRAS* **404**, 981 (2010).
22. Мория и др. (T.J. Moriya, N. Tominaga, N. Langer, K. Nomoto, S.I. Blinnikov, and E.I. Sorokina), *Astron. Astrophys.* **569**, A57 (2014).
23. Морозова и др. (V. Morozova, A.L. Piro, M. Renzo, and C.D. Ott), *Astrophys. J.* **829**, 109 (2016).
24. Надёжин (D.K. Nadyozhin), *MNRAS* **346**, 97 (2003).
25. Никифорова и др. (A.A. Nikiforova, P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, D.A. Blinov, T.S. Grishina, Yu.V. Troitskaya, D.A. Morozova, E.N. Kopatskaya, E.G. Larionova, and I.S. Troitsky), *MNRAS* **504**, 3544 (2021).
26. Николенко И.В., Крючков С.В., Барабанов С.И., Волков И.М., Науч. тр. Ин-та астрономии РАН **4**, 85 (2019).
27. Саи и др. (H. Sai, X. Zhang, X. Wang, H. Lin, H. Wang, T. Zhang, and J. Zhang), *Astron. Telegram* **12708** (2019).
28. Смартт и др. (S.J. Smartt, J.J. Eldridge, R.M. Crockett, and J.R. Maund), *MNRAS* **395**, 1409 (2009).
29. Смартт (S.J. Smartt), *Publ. Astron. Soc. Australia* **32**, 16 (2015).
30. Сорокина и др. (E. Sorokina, S. Blinnikov, K. Nomoto, R. Quimby, and A. Tolstov), *Astrophys. J.* **829**, 17 (2016).
31. Такатс и др. (K. Takats, M.L. Pumo, N. Elias-Rosa, A. Pastorello, G. Pignata, E. Paillas, L. Zampieri, J.P. Anderson, et al.), *MNRAS* **438**, 368 (2014).

32. Тонри и др. (J.L. Tonry, L. Denneau, A.N. Heinze, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **130**, 064505 (2018).
33. Утробин (V.P. Utrobin), *Astron. Astrophys.* **461**, 233 (2007).
34. Хамуи, Пинто (M. Hamuy and P.A. Pinto), *Astrophys. J.* **566**, L63 (2002).
35. Цветков Д.Ю., Шугаров С.Ю., Волков И.М. и др., *Письма в Астрон. журн.* **44**, 338 (2018) [D.Yu. Tsvetkov, et al., *Astron. Lett.* **44**, 315 (2018)].
36. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, R.J. Cumming, et al.), *MNRAS* **352**, 1213 (2004).
37. Шаппи и др. (B.J. Shappee, J.L. Prieto, D. Grupe, C.S. Kochanek, K.Z. Stanek, G. De Rosa, S. Mathur, Y. Zu, et al.), *Astrophys. J.* **788**, 48 (2014).
38. Элмхамди и др. (A. Elmhamdi, I.J. Danziger, N. Chugai, A. Pastorello, M. Turatto, E. Cappellaro, G. Altavilla, S. Benetti, F. Patat, and M. Salvo), *MNRAS* **338**, 939 (2003).
39. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).

МОНИТОР ВСЕГО НЕБА ДЛЯ ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ФОНА С БОРТА МКС

© 2022 г. Д. В. Сербинов^{1*}, Н. П. Семена¹, А. Н. Семена¹, А. А. Лутовинов¹, В. В. Левин¹, С. В. Мольков¹, А. В. Кривченко¹, А. А. Ротин¹, М. В. Кузнецова¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 07.10.2021 г.

После доработки 02.03.2022 г.; принята к публикации 02.03.2022 г.

Рассматривается планирующийся в 2022–2025 гг. эксперимент Монитор всего неба (МВН) на борту Международной космической станции по высокоточному измерению космического рентгеновского фона методом модуляции апертуры. Описана методика, позволяющая минимизировать погрешность измерений в рамках эксперимента МВН. Проведено моделирование основных результатов эксперимента, показавшее возможность достижения рекордной точности измерения космического рентгеновского фона. Рассмотрены основные системы МВН и приведены результаты полетных и наземных экспериментов по измерению характеристик этих систем.

Ключевые слова: эксперимент МВН, космический рентгеновский фон, эксперименты на МКС, рентгеновский детектор, испытания космической аппаратуры, теллурид кадмия, CdTe.

DOI: 10.31857/S0320010822040052

ВВЕДЕНИЕ

Открытие в 1962 г. практически изотропного свечения неба в рентгеновском диапазоне энергий стало одним из первых в рентгеновской астрономии, свечение получило название космический рентгеновский фон (КРФ) (Джаккони и др., 1962). Сейчас известно, что КРФ в значительной степени формируется точечными неразрешенными источниками — активными ядрами галактик (АЯГ).

Актуальность точного измерения поверхностной яркости КРФ определяется тем, что в нем содержится информация обо всех слабых дискретных рентгеновских источниках во Вселенной, в том числе и неразрешимых с помощью существующих рентгеновских телескопов (Сетти, Вольтер, 1989). Кроме того, высокоточное измерение КРФ, возможно, выявит распределенную (так называемую диффузионную) составляющую излучения (Колон, Марш, 2013).

Полученная информация позволит решать значимые научные задачи. В частности, комбинирование измерений поверхностной яркости КРФ с исследованиями подсчетов отдельных классов источников в различных глубоких обзорах неба дает возможность изучать долговременную эволюцию роста сверхмассивных черных дыр (Ревнивцев,

2014). В случае выделения действительно распределенного излучения в спектре КРФ, абсолютная нормировка потока позволит связать оценки концентрации его источника с процессом формирования этого диффузионного излучения (см., например, Галиаци и др., 2009; Марш, 2016).

Следует отметить, что измеренный вклад точечных источников в КРФ падает с ростом энергии (Харрисон и др., 2016). При этом модель спектра КРФ формируется на основе сложно измеряемых характеристик, таких как отношение поглощенных и непоглощенных активных ядер галактик и зависимости этой характеристики от красного смещения (Уэда и др., 2014). Подобные оценки производятся по популяциям источников, детектируемых в различных обзорах с разной полнотой. В частности, в модели формирования КРФ закладывают отношение поглощенных и непоглощенных АЯГ, позволяющее воспроизвести его спектральную форму. Значимо измерить этот параметр на основе имеющихся каталогов уже на $z \sim 1$ практически невозможно.

В настоящее время можно считать, что достаточно хорошо известна форма широкополосного спектра КРФ в диапазоне энергий 3–20 кэВ, полученная по данным обсерватории NuSTAR с энергетическим разрешением около 400 эВ (Кривонос и др., 2021). Однако систематическая погрешность

*Электронный адрес: serbinov@iki.rssi.ru

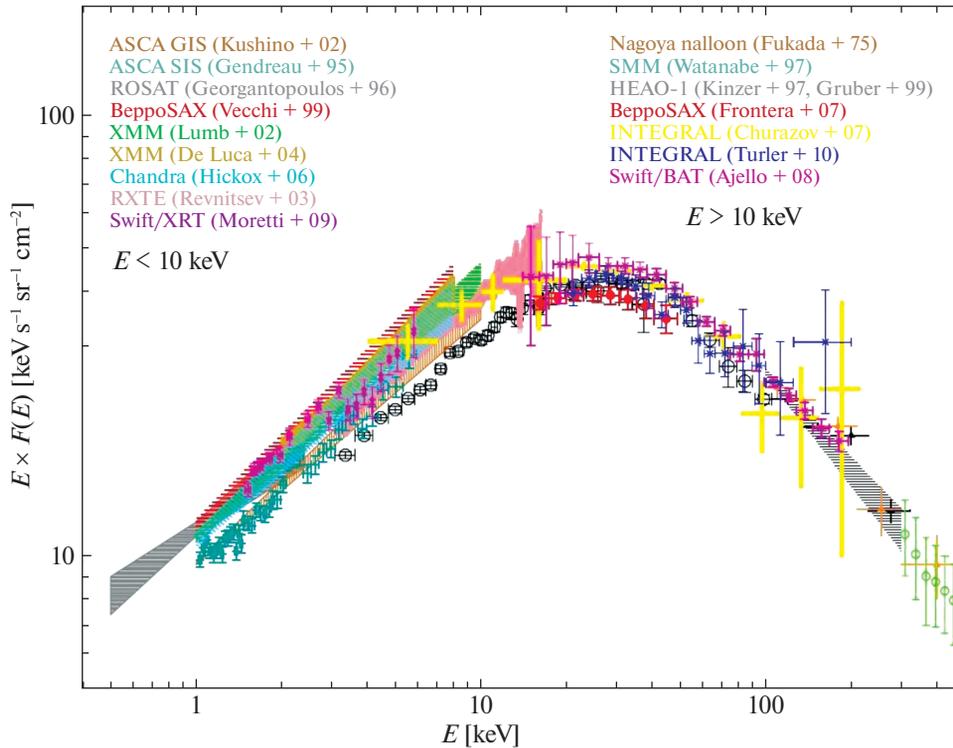


Рис. 1. Спектр КРФ, полученный по результатам измерений различных обсерваторий (из работы Джилли, 2013).

измерений поверхностной яркости КРФ (рис. 1) составляет примерно 20% (Джилли, 2013).

Одновременное измерение формы спектра и нормировки КРФ, а также имеющиеся функции светимости АЯГ, полученные в глубоких обзорах, позволят лучше ограничить возможный вклад действительно диффузионного излучения в КРФ, соотношение поглощенных и непоглощенных АЯГ (Уэда и др., 2014), а также эффекты, искажающие спектр КРФ в скоплениях галактик (Гребенев, Сюняев, 2019).

Абсолютное измерение поверхностной яркости КРФ хранит информацию об истории аккреции на сверхмассивные черные дыры (СМЧД) в видимой Вселенной. Совместно с оценками распределения масс этих объектов данная информация, возможно, позволит ограничивать модели механизмов роста их массы (Ревнивцев и др., 2014).

В энергетическом диапазоне 10–100 кэВ измерения КРФ очень немногочисленны. Фактически в этом диапазоне энергий существует всего несколько измерений. Наиболее значимые из них получены на спутниках серии Космос (Мазец и др., 1975), а также на обсерваториях HEAO-1 (Кинзер и др., 1997) и INTEGRAL (Чуразов и др., 2007). Значение поверхностной яркости КРФ, полученное в указанных выше экспериментах, отличается на 10–20%, и эта неопределенность оказывается весьма существенной при проверке современных моделей

эволюции СМЧД во Вселенной. Кроме того, обнаружение массивных СМЧД, являющихся яркими рентгеновскими источниками в ранней вселенной ($z > 5$, см., например, Медведев и др., 2020), плохо согласуется с моделями, в которых плотность таких объектов зависит от светимости (Вульф и др. 2021). В частности, подобная модель использовалась в предсказании спектра КРФ в работе Уэды и др. (2014).

Таким образом, существенное повышение точности измерения КРФ в жестком рентгеновском диапазоне является актуальной научной задачей. Именно эту задачу решает космический эксперимент Монитор всего неба (МВН), подготовка которого завершается в 2022 г. Предполагается, что за время непрерывных трехлетних наблюдений с борта МКС с 2023 по 2025 г. этот эксперимент позволит измерить абсолютный поток КРФ с точностью не хуже 1%. Заявленная точность была обоснована в работе Сербинов и др. (2021), в которой предложена методика обработки результатов измерений и получены оценки статистической и систематической погрешностей измерений на основании моделирования результатов эксперимента.

Настоящая статья является продолжением вышеупомянутой работы. В представленной статье дано обоснование выбора поля зрения рентгеновского монитора, используемого для измерения

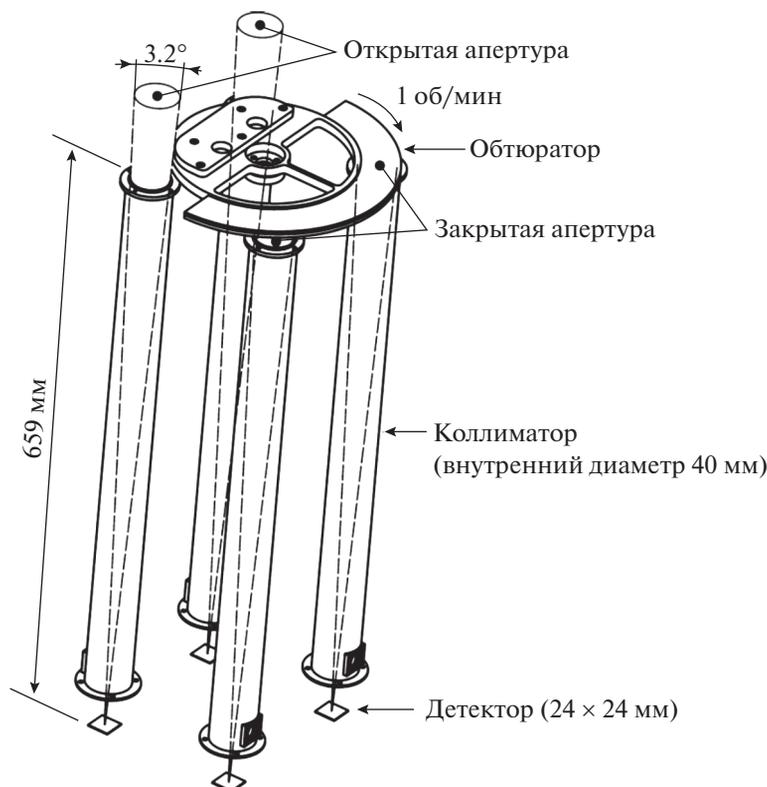


Рис. 2. Модуляция поля зрения детекторов.

КРФ области неба, и времени проведения эксперимента. Кроме того, в статье представлены результаты ряда наземных экспериментов по измерению и подтверждению характеристик научной аппаратуры.

МЕТОДИКА ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ КРФ

Главной проблемой измерения КРФ является отделение потока КРФ, попадающего на детектор, от инструментального фона в приборе. Инструментальный фон образуют (Ревнивцев, 2014):

- события, вызванные прохождением заряженных частиц через детектор (галактических космических лучей и частиц, захваченных магнитным полем Земли);
- флуоресцентные рентгеновские фотоны, рожденные в элементах конструкции детектора;
- рентгеновское и гамма-излучение атмосферы Земли;
- рентгеновские и гамма-кванты, возникающие при радиоактивном распаде элементов конструкции;
- рентгеновские лучи, рассеянные в элементах конструкции.

Для решения этой проблемы в эксперименте МВН выбран метод временной модуляции апертуры, состоящий в периодическом перекрытии поля зрения непрозрачным для рентгеновского излучения экраном. Отделенный от инструментального фона сигнал в этом случае определяется разницей измерений при открытом и при экранированном детекторе (Ревнивцев и др., 2012).

Космический эксперимент МВН представляет собой методико-аппаратную реализацию этого метода, позволяющую минимизировать погрешности методической и аппаратной составляющих.

Основой аппаратной части эксперимента служит рентгеновский монитор, главными элементами которого являются четыре теллурид-кадмиевых рентгеновских детектора, работающих в диапазоне энергий 6–70 кэВ. Поле зрения детекторов формируется цилиндрическими коллиматорами. Периодическое перекрытие апертуры каждого коллиматора обеспечивает вращающийся экран (обтюратор), как показано на рис. 2.

Исходными данными для разработки и оптимизации методической составляющей эксперимента служили параметры орбиты и ориентации на ней монитора. Для моделирования была выбрана типичная орбита МКС — круговая высотой 418 км. При этом установленный на МКС монитор имеет

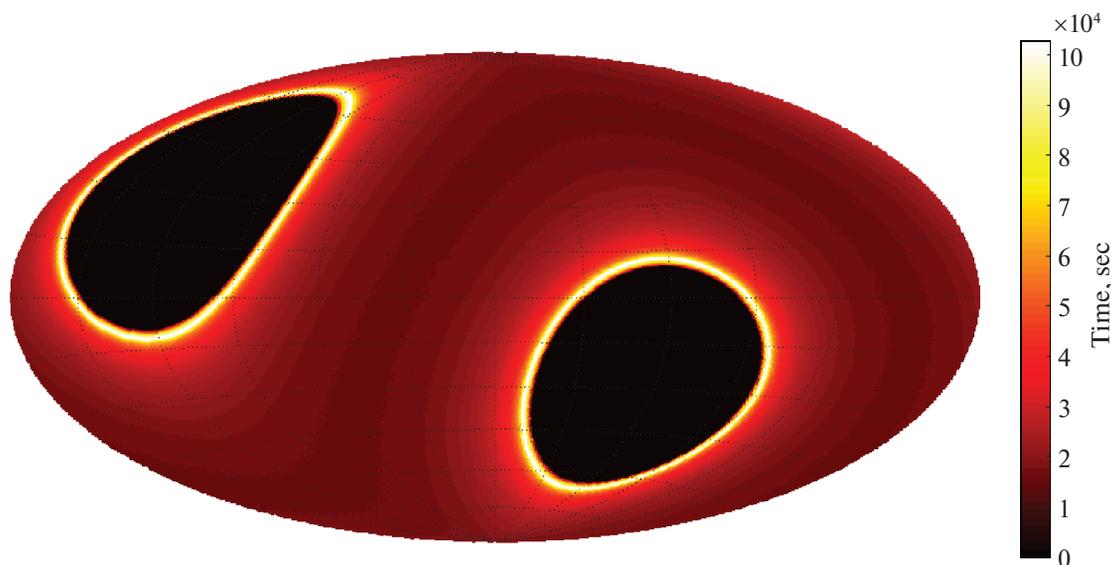


Рис. 3. Экспозиция неба монитором МВН за 15 полных обзоров (3 года).

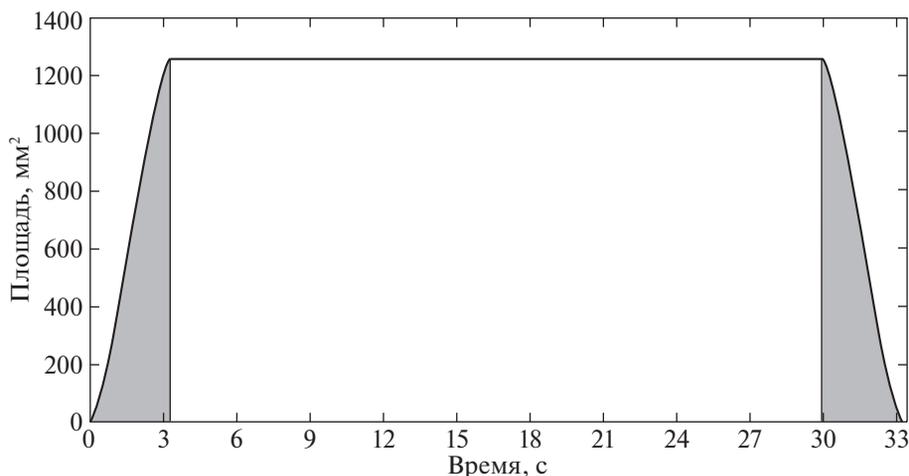


Рис. 4. Циклограмма перекрытия поля зрения детектора за один период вращения обтюлятора.

зенитную ориентацию и проводит непрерывные наблюдения при временной модуляции поля зрения детекторов.

За один период прецессии (72.756 сут) на орбите МКС такой рентгеновский монитор, имеющий поле зрения около 3.2° , сможет увидеть $\sim 80\%$ небесной сферы. За расчетное время эксперимента (3 года) будет проведено 15 таких обзоров. На рис. 3 представлена результирующая карта экспозиции неба монитором МВН.

Период вращения обтюлятора равен 1 мин. Данный параметр выбран исходя из допущения о равномерности радиационного фона на масштабе смещения поля зрения детектора за одну минуту (на ~ 4 градуса дуги). При этом возникают зоны

частичного перекрытия поля зрения, которые составляют $\sim 10\%$ от периода (рис. 4).

Исключение этих промежутков частичного перекрытия поля зрения уменьшает экспозицию на 10% .

На базе исходных данных и выбранных параметров была разработана методика, позволяющая минимизировать методическую погрешность измерения поверхностной яркости КРФ. Данная погрешность складывается из двух ошибок: относительной статистической (ST), определяемой временем экспозиции, и систематической (SY), определяемой вкладом ярких локальных источников и областей орбиты с повышенным радиационным фоном. Эти две ошибки взаимосвязаны, поскольку при снижении систематической ошибки

путем исключения областей неба с яркими источниками, возрастает статистическая ошибка за счет уменьшения учитываемого времени экспозиции.

Относительная статистическая ошибка измерения ST определялась исходя из оценки потока КРФ $F_{СХВ} \approx 577 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ на один детектор в диапазоне энергий 6–70 кэВ, определенный из модели (Грубер и др., 1999) и оценки усредненного фона на орбите МКС $B_{ISS} \approx 2 \times 10^{-2} \text{ отсч с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$ (Сойер, Витт 1976; Витт, 1991). Модель для определения ST представлена в п. 1 Приложения.

Необходимо учитывать, что к статистической ошибке в измерении поверхностной яркости можно также отнести ошибку, связанную с анизотропией поверхностной яркости КРФ, вызванной локальными скоплениями материи (Кривонос, Ревнивцев, 2009). Однако, благодаря глубоким обзорам всего неба, проводимым обсерваторией SRG, которые будут доступны на момент измерений МВН, данную анизотропию можно будет прямым образом учесть при оценках средней яркости КРФ на всем небе.

Расчет систематической ошибки определения КРФ проводился с использованием 105-месячного каталога Swift BAT (Ох и др., 2018). Его диапазон (14–195 кэВ) практически полностью перекрывает рабочий диапазон энергий МВН. Всего каталог содержит 1632 источника, разбитых на 26 групп.

Телесный угол обзора МВН составляет $\Omega_{\text{Surv}} = 9.85 \text{ ср} = 32335.6 \text{ град}^2$ или 78.4% от телесного угла всего неба.

Результаты измерения, полученные при нахождении МКС на некоторых областях орбиты, целесообразно исключить из обрабатываемых данных еще до определения систематической ошибки, поскольку очевидно, что при нахождении монитора в этих областях погрешность измерения КРФ будет чрезвычайно большой из-за значительного фона заряженных частиц. К ним относятся высокие географические широты и Южно-Атлантическая Аномалия (ЮАА).

Критерием исключения этих областей может служить ограничение погрешности измерения КРФ от фона заряженных частиц. Исходя из задачи эксперимента предельным значением такой погрешности выбран уровень 1%. Для оценки этой погрешности использовалась формула (1) п. 1 Приложения: $\sqrt{4N_n + 2N_p}/2N_p < 0.01$. В ней N_n интерпретировалось как число событий, фиксируемых открытым детектором при попадании на него заряженных частиц.

Также из обзора необходимо исключить часть неба в плоскости Галактики из-за высокого уровня

галактического рентгеновского фона (ГРФ) и повышенной плотности ярких рентгеновских источников. В частности, по результатам измерений обсерватории RXTE, выполненных в близком к МВН диапазоне энергий, было показано, что амплитуда галактического рентгеновского фона (ГРФ) более чем на порядок превышает КРФ в направлении центральных областей Галактики, в то время как на расстоянии 5 градусов по широте от плоскости Галактики яркость так называемого хребта падает более чем в 10 раз (Ревнивцев и др., 2007).

Включение областей с высокой поверхностной яркостью ГРФ будет приводить к накоплению систематической ошибки измерения КРФ. Для определения размера области, которую логично исключить, исходя из заявленной цели эксперимента, была построена карта ожидаемого кумулятивного накопленного сигнала в МВН от ГРФ и определена граница, соответствующая уровню в 1% накопленного МВН сигнала ГРФ от накопленного сигнала КРФ (см. рис. 5, граница показана красными линиями).

Для получения этой карты был проведен следующий анализ. Построена карта поверхностной яркости в диапазоне энергий 3–20 кэВ, которая считалась пропорциональной карте поверхностной яркости в ИК-диапазоне 3.5 мкм COBE/DIRBE (Фреденрих, 1996) со шкалирующим коэффициентом $0.24 \text{ эрг/с/см}^2/\text{гр}^2/(\text{мЯн/ср})$. С помощью скалирующего коэффициента $k = 0.56$, переводящего темп счета в диапазоне энергий 3–20 кэВ в темп счета МВН (6–70 кэВ), полученного через модельный спектр ГРФ (оптически тонкое излучение плазмы с температурой 15 кэВ, Ревнивцев и др., 2006; Тулер и др., 2010) и интеграла телесного угла прибора по площади детектора, равного 0.015 ср см^2 , была получена оценка темпа счета ГРФ в детекторе в зависимости от галактических координат.

После этого с помощью карты экспозиции обзора была получена карта плотности полного за время обзора сигнала ГРФ в зависимости от координат (отсчетов ср^{-1}).

На рис. 5 красным контуром приведена граница области, внутри которой полный накопленный сигнал ГРФ составит 1% от полного накопленного сигнала КРФ. Также эта область содержит более половины от всего накопленного сигнала ГРФ на всем небе. Исключение данной области гарантированно сокращает систематическую ошибку от ГРФ до величины меньше 1%. Таким образом, нами была выбрана консервативная оценка области $b \in (-10^\circ, 10^\circ)$, исключение которой надежно сократит полный накопленный вклад ГРФ до значения менее одного процента от сигнала КРФ.

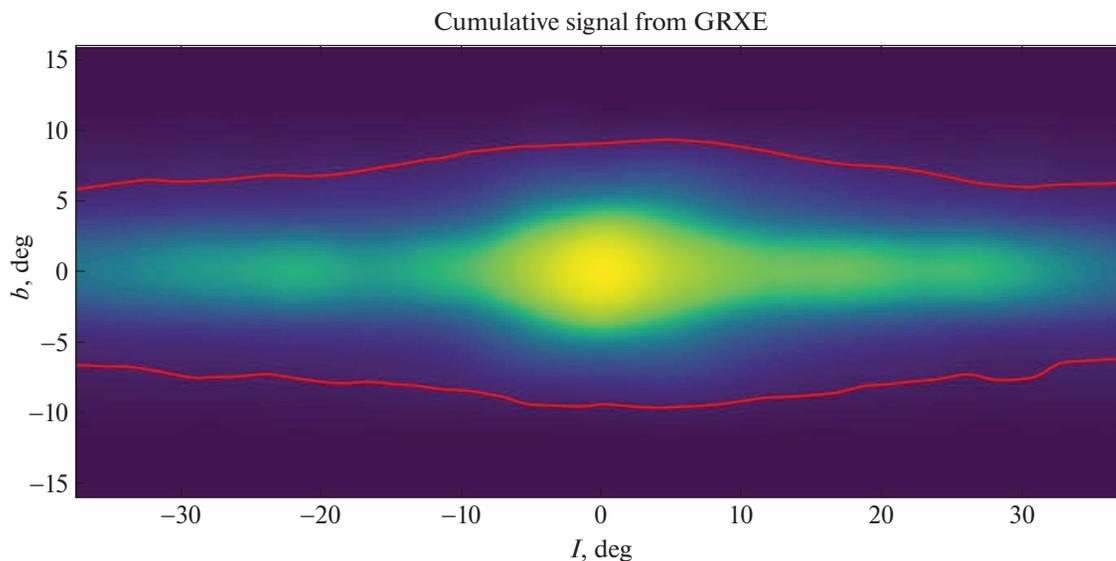


Рис. 5. Карта ожидаемого кумулятивного накопленного сигнала в МВН от ГРФ с указанием границы, внутри которой накопленный сигнал ГРФ составит 1% от накопленного сигнала КРФ.

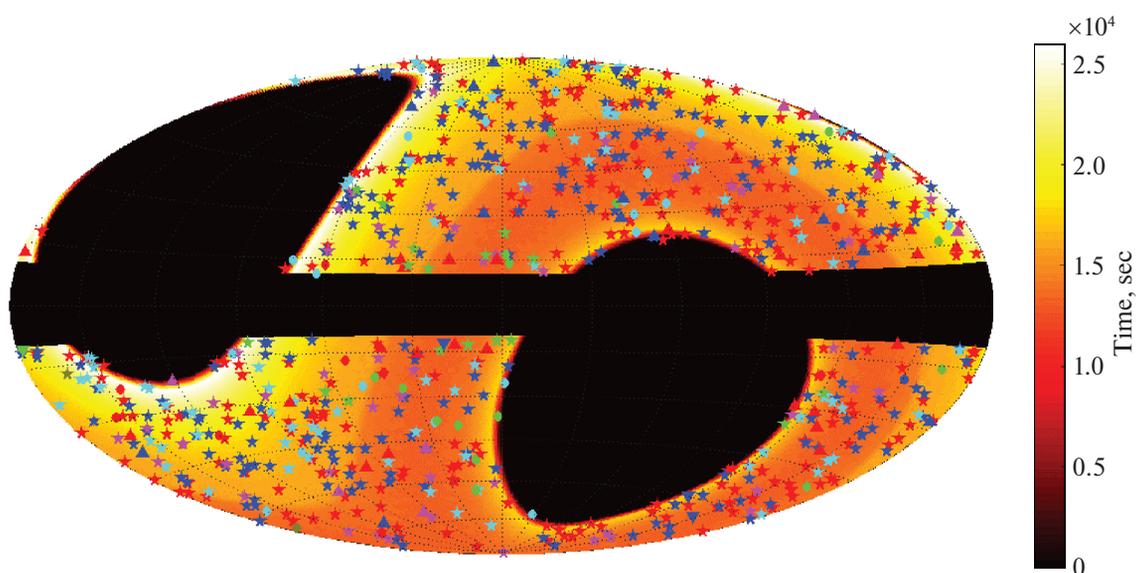


Рис. 6. Рентгеновские источники из каталога Swift BAT на карте экспозиции МВН без галактической плоскости (из работы Сербинов и др., 2021).

При исключении перечисленных выше областей на карте экспозиции останется 57% небесной сферы (20% небесной сферы в районе полюсов Земли монитор никогда не видит). В данном телесном угле содержится 756 источников из каталога Swift BAT (рис. 6).

Методика отбора данных эксперимента состоит в определении набора рентгеновских источников на небе, исключение которых из обрабатываемых измерений позволит получить минимальную общую погрешность определения КРФ, являющуюся сум-

мой статистической и систематической погрешностей.

Вносимая источниками систематическая погрешность зависит от поля зрения прибора, поэтому первоначально необходимо было выбрать наиболее подходящий для целей эксперимента размер поля зрения. Данный параметр определялся на основании влияния на значимость определения КРФ числа зон неба, исключаемых из обрабатываемых измерений вследствие нахождения в этих зонах источников, вносящих существенную систематическую погрешность.

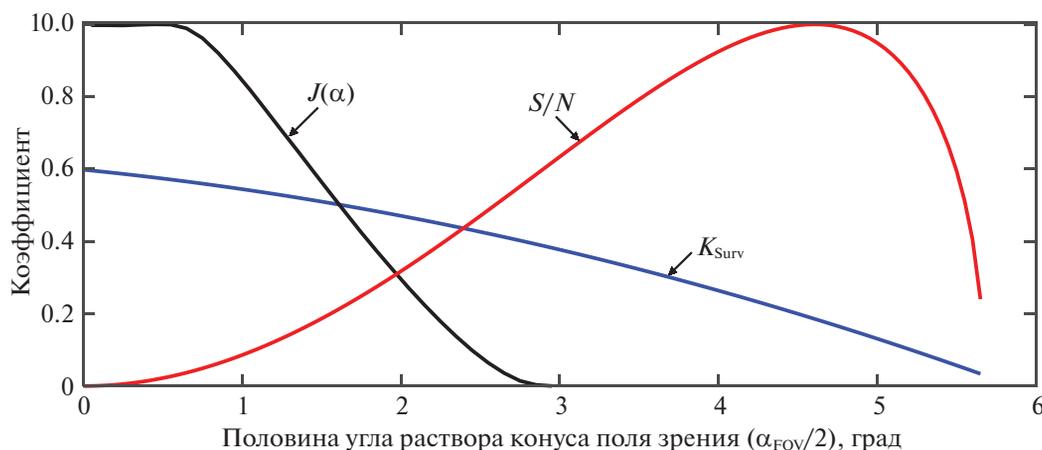


Рис. 7. Зависимость значимости S/N , относительной доли неба K_{Surv} и относительной интенсивности $J(\alpha)$ от $\alpha_{FOV}/2$ при исключении из обзора 104 источников.

Модель для определения нормированной значимости S/N от угла поля зрения монитора (α) и от числа зон неба (Ks), исключаемых из обрабатываемых измерений, представлена в п. 2 Приложения.

Для оценки Ks отобраны типы источников из каталога Swift BAT со спектром, имеющим значительные отличия от спектра КРФ. В части неба, оставшейся после вырезания полярных областей орбиты, ЮАА и плоскости Галактики, таких источников 104 (см. табл. 1).

На рис. 7 представлены результаты расчета нормированной значимости S/N определения КРФ, которые показывают, что ее максимум

соответствует углу поля зрения $\alpha_{FOV} = 9.2^\circ$ при условии исключения из обзора 104 источников.

Однако при таком поле зрения относительная доля неба K_{Surv} , используемая для определения КРФ, составит только 19% от Ω_{Surv} или 15% от телесного угла всего неба. Это резко повышает возможный вклад неучтенных ошибок в результаты измерения, которые могут проявиться на данной части неба. Например, длительность затухания радиационного фона в конструкции прибора после прохождения ЮАА может составить до 25% от орбитального периода (Ревнивцев, 2014). Это может полностью исключить возможность точного измерения КРФ в случае возникновения подобных возмущений на оставшихся 15% неба. Поэтому было введено ограничение, снижающее влияние неучтенных ошибок. Таким ограничением являлось то, что для измерения КРФ должно использоваться не менее 50% неба от Ω_{Surv} ($K_{Surv} \geq 0.5$). Это снижает прогнозируемую значимость, но, как показывает дальнейшее моделирование, позволяет достичь ошибки определения КРФ менее одного процента, сохраняя при этом низкую зависимость результатов измерения от неучтенных ошибок и достаточно высокую свободу в количестве исключаемых источников, как в сторону снижения, так и повышения.

Для того чтобы соответствовать ограничению $K_{Surv} \geq 0.5$, необходим коллиматор с полем зрения $\alpha_{FOV} \approx 3.2^\circ$. Для обеспечения этого параметра в МВН для каждого детектора был использован цилиндрический коллиматор диаметром 40 мм высотой 605 мм. В данном коллиматоре максимальный угол поля зрения — $\alpha_{max} = 6.0^\circ$, угол поля зрения на полувысоте — $\alpha_{FWHM} = 3.2^\circ$. На рис. 7 представлена рассчитанная методом Монте-Карло относительная интенсивность облучения детектора

Таблица 1. Типы источников из каталога Swift BAT со спектром, отличным от спектра КРФ

Тип источника	Количество
Неидентифицированный класс I	15
Неидентифицированный класс II	11
Неидентифицированный класс III	22
Катаклизмические переменные (CV)	27
Симбиотическая двойная	1
Рассеянное звездное скопление	1
Звезды	3
Неразрешенные источники	8
Новая	1
Массивная рентгеновская двойная (НМХВ)	1
Маломассивные рентгеновские двойные (ЛМХВ)	14

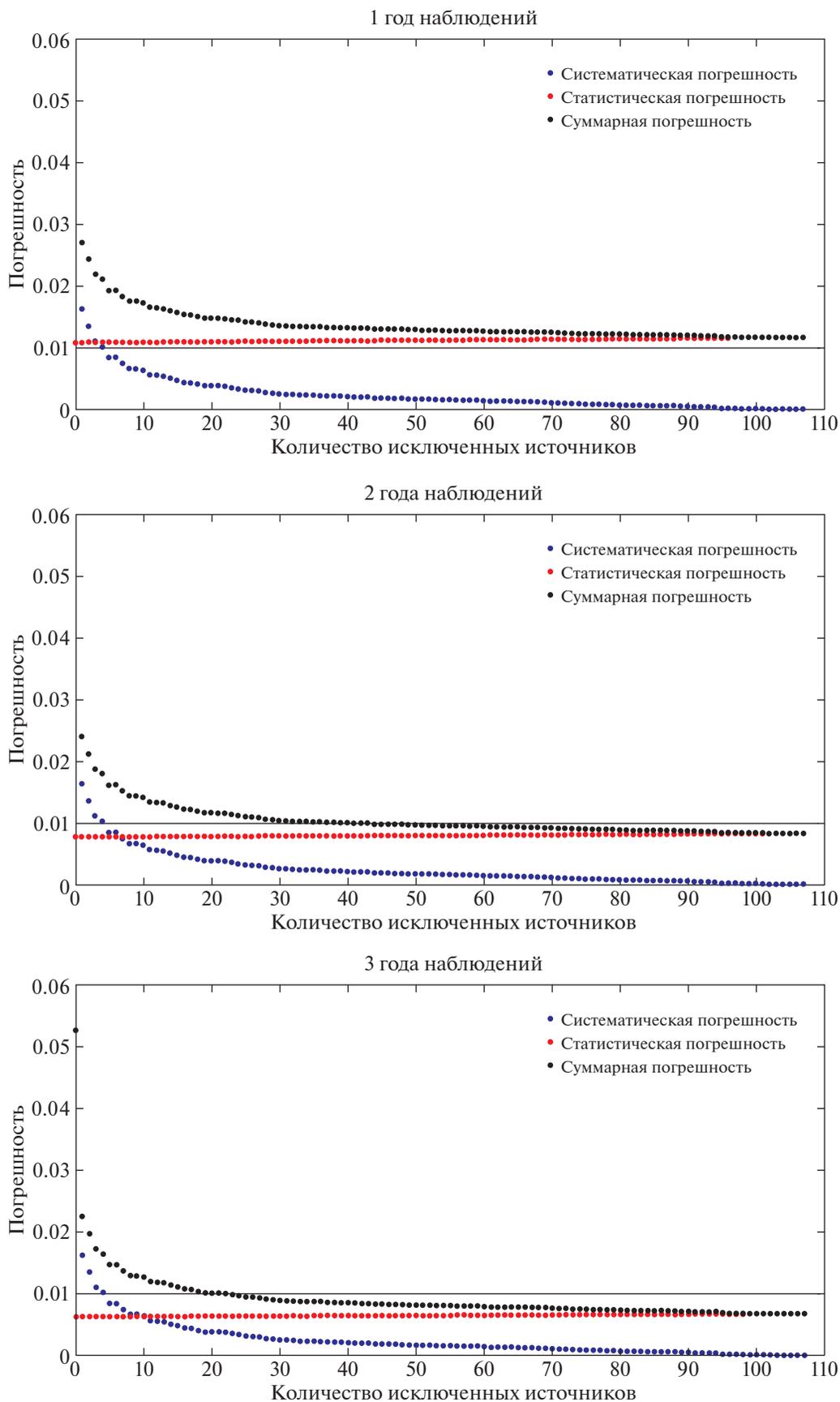


Рис. 8. Погрешности определения КРФ за 1, 2 и 3 года наблюдений.

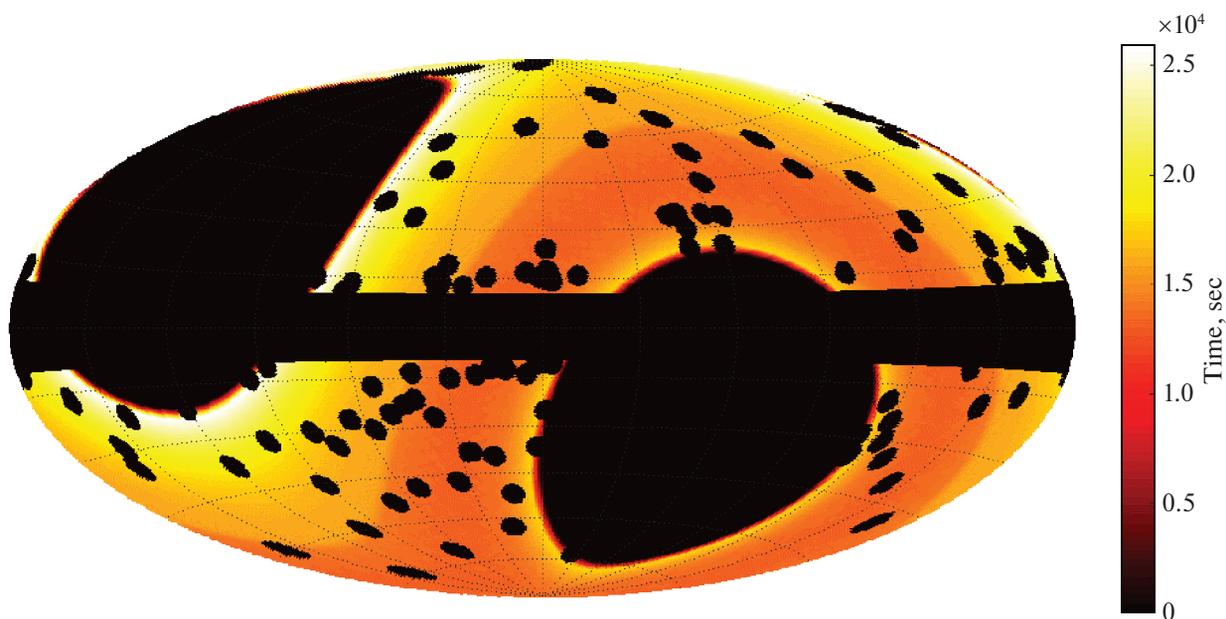


Рис. 9. Карта экспозиции неба в эксперименте МВН, используемая для измерения КРФ (из работы Сербинов и др., 2021).

$J(\alpha)$ при ограничении поля зрения таким коллиматором.

Известные параметры поля зрения позволили выполнить расчет систематической ошибки SU измерения КРФ при исключении разного количества источников. Данный расчет выполнен по модели, представленной в п. 2 Приложения.

Результаты расчетов зависимости статистической, систематической и суммарной погрешностей определения КРФ от количества исключаемых источников за 1, 2 и 3 года работы эксперимента приведены на рис. 8.

Из графиков на рис. 8 видно, что однопроцентный уровень погрешности может быть достигнут за 2 года непрерывной работы эксперимента. Однако с учетом недостоверности некоторых исходных данных, использованных для моделирования, гарантированное достижение точности определения поверхностной яркости КРФ менее 1% требует трех лет работы эксперимента, а также исключения из обрабатываемой информации площадок неба с 104 рентгеновскими галактическими источниками и 3 яркими внегалактическими источниками со значимостью детектирования выше 5σ — Coma Cluster, NGC 4151 и 3C 273.

В результате пригодным для измерения поверхностной яркости КРФ останется 50% неба (рис. 9) и 40% времени обзора.

Стоит отметить, что основная часть Галактических рентгеновских источников — сильно переменные. Большинство таких источников лежит

в плоскости Галактики, которая в предлагаемой стратегии исключена из используемых для измерения КРФ данных. Наличие переменных источников на оставшейся части неба в сочетании с 72-дневным периодом обзора приводит к тому, что влияние переменности может вносить дополнительную статистическую ошибку при включении в анализ неучтенных источников с возросшей яркостью. Для МВН это не будет проблемой, так как по глубине чувствительности он уступает нескольким работающим сейчас мониторам всего неба, обзоревающим его за 1 день (MAXI) или за ~ 3 дня (Swift/BAT). Использование оповещений, регулярно производимых этими приборами, позволит оперативно определять участки неба, исключение которых из анализа минимизирует ошибку определения поверхностной яркости КРФ.

МОНИТОР ДЛЯ ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ КРФ

Монитор, реализующий вышеописанную методику измерения, представляет собой моноблок размером $940 \times 661 \times 425$ мм и массой 51 кг. Прибор работает в энергетическом диапазоне регистрации фотонов 6–70 кэВ, поле его зрения составляет 3.2° , период открытия/закрытия детекторов — 30/30 с, чувствительная площадь открытых детекторов — 9.16 см^2 , временное разрешение — 22 мкс.

Основой этого монитора являются четыре рентгеновских детектора на базе кристаллов

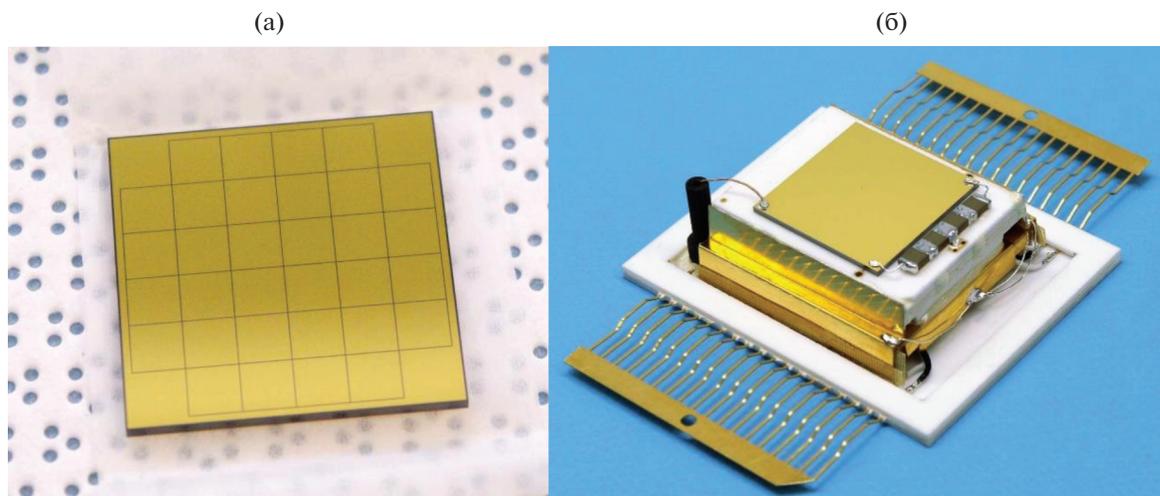


Рис. 10. Рентгеновский детектор: (а) — общий вид кристалла CdTe со стороны нижнего электрода, (б) — гибридная интегральная схема детектора рентгеновского излучения.

CdTe (производства Ascgad, Япония) (Киши и др., 2008). Каждый детектор содержит кристалл размером $24 \times 24 \times 1$ мм. На верхней плоскости кристалла сформирован сплошной электрод. На нижней плоскости кристалла (рис. 10а) методом фотолитографии сформирован электрод, состоящий из 32 контактных площадок размером 3.7×3.7 мм (матрица 6×6 без четырех угловых элементов) и охранного кольца. Зазоры между контактными площадками составляют 70 мкм. Разделение нижнего электрода на отдельные контактные площадки (элементы) сделано для уменьшения паразитной емкости на входе зарядочувствительных усилителей и улучшения энергетического разрешения. Верхний электрод образует омический контакт к CdTe и имеет структуру Au/Pt/CdTe. Нижний электрод образует выпрямляющий контакт с барьером Шоттки и имеет структуру Au/Ti/Al/CdTe (Тояма и др., 2004). Детектор представляет собой большую гибридную интегральную схему, в которой используются многослойные керамические платы, изготовленные по толсто пленочной технологии (рис. 10б).

На верхний (сплошной) электрод кристалла CdTe подается высокое напряжение, 32 контактные площадки нижнего электрода подключаются ко входам специализированной интегральной схемы VA32TA (производства Ideas, Норвегия). Микросхема VA32TA (Таджима и др., 2004) содержит 32 спектрометрических канала, для обработки сигналов с полупроводниковых детекторов. Каждый спектрометрический канал состоит из зарядочувствительного усилителя, быстрого усилителя-формирователя, медленно усилителя-формирователя, дискриминатора и устройства выборки и хранения. Быстрый

усилитель-формирователь имеет постоянную времени формирования порядка 300 нс и предназначен для точной временной привязки регистрируемого фотона. Медленный усилитель-формирователь имеет регулируемую постоянную времени формирования (в приборе установлено ее значение около 2.5 мкс) и используется для получения информации об энергии зарегистрированного фотона. Потребляемая мощность детектора составляет 90 мВт, “мертвое” время составляет 350 мкс.

Были проведены калибровки летного комплекта детекторов, установленных в блоки рентгеновских детекторов (БРД-01–БРД-04). На рис. 11 представлены зависимости энергетического разрешения элемента детектора (FWHM на энергии 13.9 кэВ) от номера этого элемента (пикселя) с выключенной системой модуляции апертуры. Измерения проводились в атмосфере сухого азота при атмосферном давлении, температуре детекторов $+10^\circ\text{C}$ и рабочем напряжении — 100 В. Энергетическое разрешение изменяется от 1.15 кэВ для центральных пикселей до 1.65 кэВ для периферийных. Ухудшение энергетического разрешения для периферийных пикселей связано с делением заряда между пикселем и охранным кольцом.

Для превращения четырех детекторов в высокоточный измеритель КРФ необходимо обеспечить:

- внешние параметры, требуемые для реализации вышеописанной методики измерения КРФ (поле зрения, перекрытие апертуры с заданным периодом и требуемое время работы);
- периодическую полетную калибровку;
- “строгую” термостабилизацию.

В процессе исследований характеристик аппаратуры оказалось, что к вышеизложенным проблемам добавляется проблема экранировки детектора

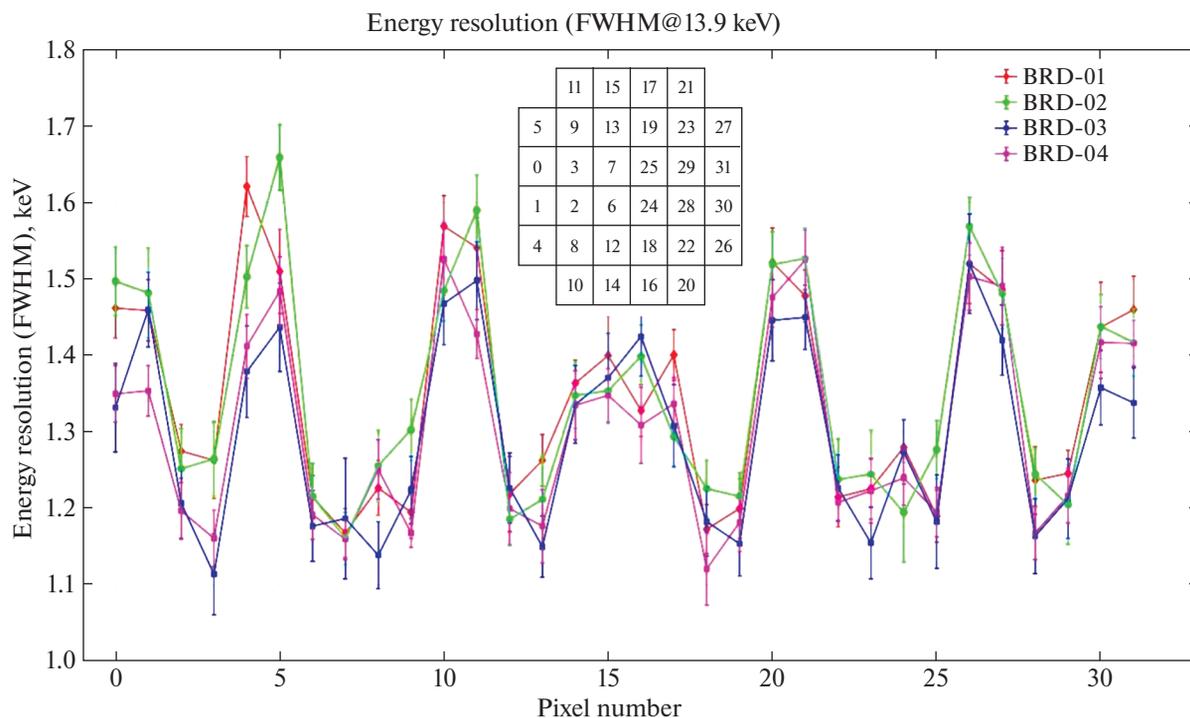


Рис. 11. Зависимость энергетического разрешения элемента детектора (FWHM на энергии 13.9 кэВ) от номера элемента (пикселя) для четырех летных образцов блоков рентгеновских детекторов (БРД-01–БРД-04) с выключенной системой модуляции апертуры.

от микрофонного эффекта, возникающего из-за вибрации движущихся частей аппаратуры (Сербин и др., 2018).

Совокупность четырех рентгеновских детекторов, а также систем и элементов, решающих вышеперечисленные задачи, объединены в рентгеновский монитор СПИН-Х1-МВН, являющийся основной аппаратной частью космического эксперимента МВН.

Соответственно в состав монитора входят (рис. 12):

- блоки рентгеновских детекторов, каждый из которых кроме самого детектора содержит бокс для его размещения с рентгенопрозрачным бериллиевым окном, заполненный сухим азотом, первичную электронику управления детектором и корпус, выполняющий функцию радиационной экранировки детектора;
- коллиматоры;
- система модуляции апертуры;
- система полетной калибровки;
- система обеспечения теплового режима, включающая пассивную и активную подсистемы;
- электронные блоки, управляющие детектором и обеспечивающими системами;
- корпусные и другие конструкционные элементы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОТДЕЛЬНЫХ СИСТЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО МОНИТОРА

Все системы, обеспечивающие функционирование детекторов в режиме монитора, созданы на базе оригинальных технических решений, что ограничивает применение имеющегося опыта для оценки их работоспособности. Особенно это проявляется в кинематических устройствах и в системах теплообмена, поскольку параметры процессов кинематического взаимодействия и теплопереноса различны в атмосфере и в вакууме. Поэтому был проведен значительный объем наземных экспериментов для оценки реальных характеристик этих систем.

Система модуляции апертуры включает (рис. 13):

- вращающийся обтюратор,
- 4 датчика положения обтюратора,
- привод.

Обтюратор представляет собой трехслойный (Al–Cu–Sn) экран, непрозрачный в рабочей спектральной области детекторов МВН. Необходимым условием проведения эксперимента является то, что этот обтюратор должен вращаться непрерывно в течение 3 лет с частотой вращения 1 об/мин.

Для решения этой задачи нами был разработан привод с дублированными электродвигателями. Для него были выбраны специализированные



Рис. 12. Состав рентгеновского монитора СПИН-Х1-МВН.

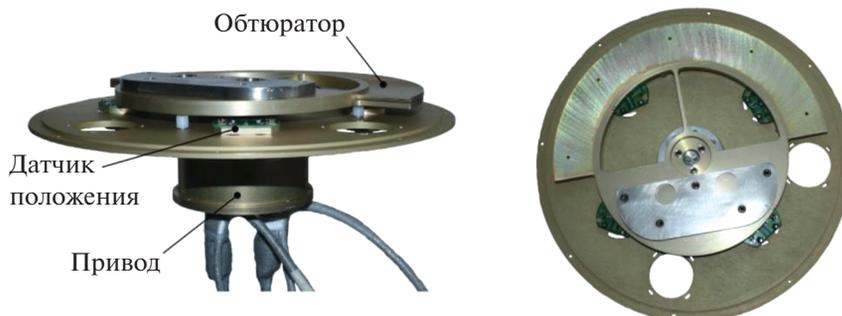


Рис. 13. Система модуляции апертуры.

электроприводы, предназначенные для использования в вакууме. Эти электроприводы содержат встроенный планетарный редуктор. В разработанном приводе обтюлятора вращение передается на один выходной вал, при этом любой отказ (заклинивание или потеря крутящего момента) любого из задающих вращение электроприводов не приводит к остановке данного устройства благодаря наличию обгонных муфт (рис. 14).

Масса привода составляет 1.3 кг, габаритные размеры $\varnothing 110 \times 131$ мм.

Второй задачей системы модуляции апертуры, кроме непрерывного вращения обтюлятора, яв-

ляется передача информации о текущем положении обтюлятора. Контроль положения обтюлятора осуществляется посредством четырех датчиков, на каждом из которых расположено по два герметизированных контакта (геркона). Замыкание герконов осуществляется магнитами, вклеенными в обтюратор. Для того чтобы различать моменты закрытия и открытия коллиматора, в определенных местах обтюлятора установлены наборы из двух и трех магнитов. Прохождение трех магнитов над герконом соответствует открытию коллиматора, а прохождение двух — закрытию. Таким образом, длительность сигнала с герконов при открытии

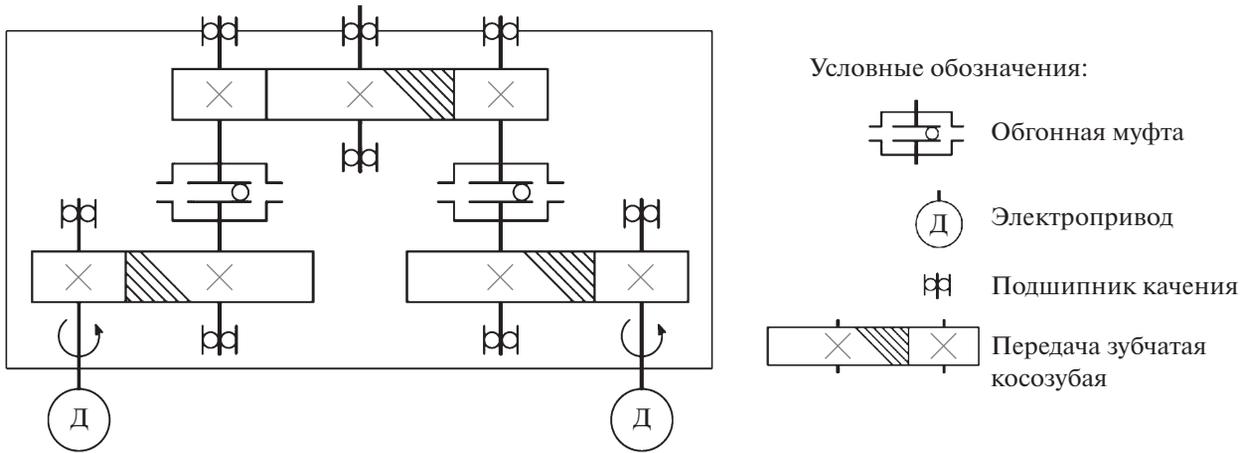


Рис. 14. Кинематическая схема привода обтюлятора.

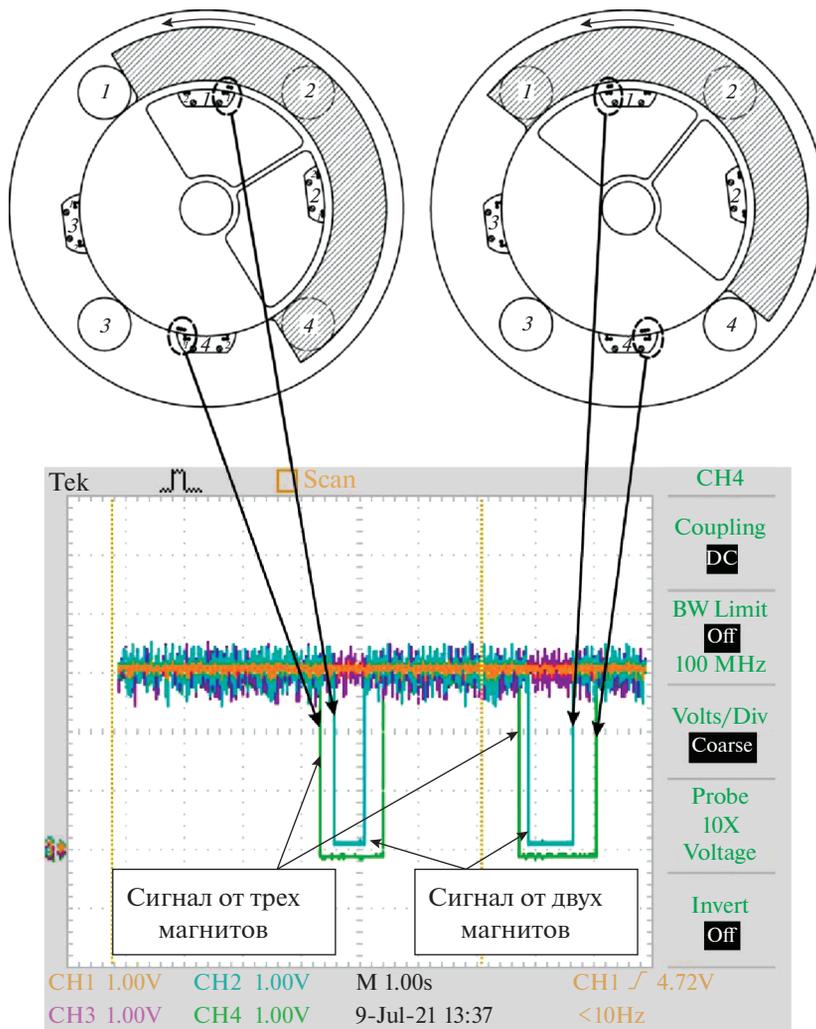


Рис. 15. Осциллограмма срабатывания герконов при вращении обтюлятора.



Рис. 16. Детекторный модуль СПИН-Х1-МВН в процессе калибровки с летными БКИ (а) и с источниками рентгеновского излучения, откалиброванными с высокой точностью (б).

коллиматора больше, чем при его закрытии обтюратором.

В процессе подготовки эксперимента была исследована работа системы модуляции апертуры на воздухе и в вакууме. В результате были определены оптимальное количество и месторасположение магнитов по отношению к герконам, которые гарантированно выдают импульсы нужной продолжительности, определяющие положение колеса при его вращении с требуемой скоростью (рис. 15).

Еще одной необходимой для успешного проведения эксперимента системой является система полетной калибровки детекторов, которая позволяет учесть изменения характеристик детектора из-за его деградации или из-за нестабильности температуры. Эта система включает по одному блоку калибровочного источника (БКИ) для каждого детектора и электронный модуль, управляющий всеми четырьмя БКИ.

В состав БКИ входит калибровочный радионуклидный источник фотонного излучения ^{241}Am , экранированный кожух для него и кинематическая система на базе линейного шагового актуатора для периодического выдвигания источника из экранированного кожуха. Размер БКИ $105 \times 52 \times 42$ мм, масса 350 г.

Калибровочный источник представляет собой герметичную капсулу диаметром 8 мм и высотой 5 мм. Активная часть источника имеет размеры 4×1 мм. Капсула изготовлена из титана и вольфрама, а снизу имеется бериллиевое окно, прозрачное для рентгеновского излучения.

Блок калибровочного источника разрабатывался для рентгеновского монитора СПИН-Х1-МВН,

но также был установлен и в первом российском зеркальном рентгеновском телескопе ART-XC им. М.Н. Павлинского, успешно работающем с 2019 г. на борту астрофизической обсерватории СРГ в точке либрации L2 системы Солнце–Земля. В состав телескопа входят семь БКИ, проводящие калибровку детекторов раз в два месяца (Павлинский и др., 2021).

Опыт полетной калибровки телескопа ART-XC позволил усовершенствовать систему калибровки СПИН-Х1-МВН. В каждом БКИ СПИН-Х1-МВН перед калибровочным источником была установлена свинцовая диафрагма с диаметром проходного отверстия 1.3 мм. Это позволило уменьшить поток падающих на детектор фотонов до уровня, позволяющего регистрировать все события, т.е. избежать эффекта переполнения (так называемого pile-up), что, в свою очередь, позволяет калибровать детекторы не только по спектру, но и по абсолютному потоку. Для этого была выполнена наземная кросс-калибровка БКИ и образцовых источников рентгеновского излучения, откалиброванных с высокой точностью во Всероссийском научно-исследовательском институте метрологии им. Д.И. Менделеева (рис. 16).

Пример подбора нормировочного коэффициента при кросс-калибровке показан на рис. 17.

Красной линией на рисунке показан спектр БКИ, синей — спектр образцового источника. Для совмещения спектров потребовался нормировочный коэффициент 2.7^{-1} .

Исходя из того, что заклинивание одного или нескольких БКИ означает невыполнение научной задачи МВН, был проведен специальный эксперимент для подтверждения надежности системы

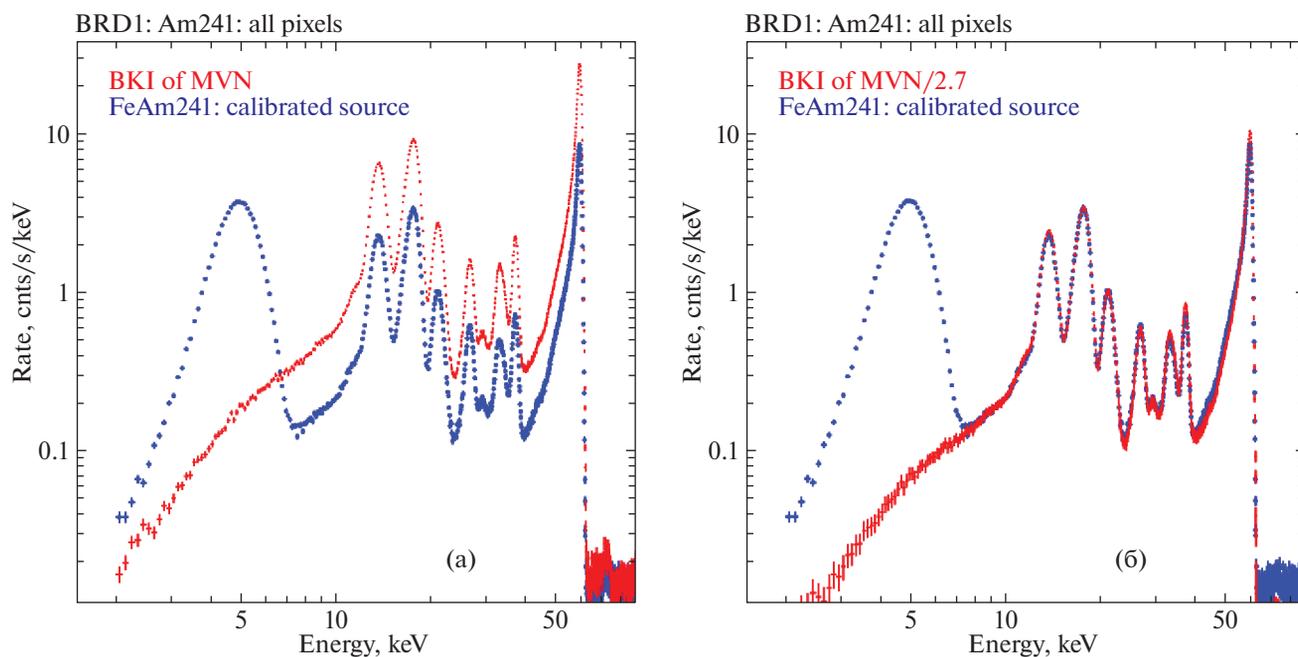


Рис. 17. Результаты кросс-калибровки до нормировки (а) и после нормировки (б).

калибровки. Для этого эксперимента был задан следующий критерий: каждый из четырех БКИ должен был отработать 2000 циклов в условиях вакуума при минимально допустимой температуре ниже -25°C .

Для проведения такого эксперимента была собрана специальная вакуумная установка с имитатором внешних тепловых условий на базе термоэлектрических модулей (рис. 18).

Имитатор состоит из шести теплоизолированных друг от друга тепловых панелей и выдвигной посадочной плиты, также теплоизолированной от основания конструкции имитатора. Поверхность панелей имеет степень черноты, близкую к единице. Охлаждение этих панелей и плиты осуществляется теплопоглощающими поверхностями мощных элементов Пельтье. Тепловыделяющие поверхности этих элементов охлаждаются водой с температурой 15°C . Для контроля температуры панелей и посадочной плиты на них приклеено по одному датчику температуры.

Одновременно испытывались четыре БКИ, которые крепились к алюминиевой пластине. На этой же пластине были установлены три термодатчика посадочных мест БКИ. Пластина размещалась на посадочной плите имитатора. Значения температуры с одного из термодатчиков посадочных мест БКИ приведены на рис. 19. Давление в вакуумной камере во время испытаний не превышало 0.3 мм рт.ст.

Для автоматического осуществления циклограммы и фиксации положения штока БКИ была

разработана система управления экспериментом. Данная система зафиксировала, что из 8000 заданных циклов было 2 сбойных. Несмотря на удовлетворительность этого результата, была проведена доработка конструкции БКИ, после которой сбои не фиксировались. Также за время работы телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского с 2019 г. в реальных условиях космоса было осуществлено более 90 полетных калибровок детекторов, сбоев работы БКИ не зафиксировано.

Система термостабилизации детекторов и одновременного обеспечения теплового режима всего телескопа является одним из наиболее сложных объектов экспериментальных исследований. При этом данная система является критически важной, поскольку только при стабильной температуре детектора, соответствующей температуре, при которой осуществлялись его наземные калибровки, можно надеяться на достижение высокой точности измерения КРФ.

Основной причиной сложности данной системы является противоречие между требованием строгой термостабилизации детекторов на уровне температуры -30°C с ее допустимым колебанием $\pm 2^{\circ}\text{C}$ (при рекомендации к снижению колебания до уровня $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$) при сильной двухпериодичной (орбитальной и годовой) переменности облученности поверхности прибора внешними тепловыми потоками: прямым излучением от Солнца (E_S); отраженным от Земли и поверхности МКС солнечным излучением (E_{SP}), а также собственным излучением Земли и МКС (E_P).

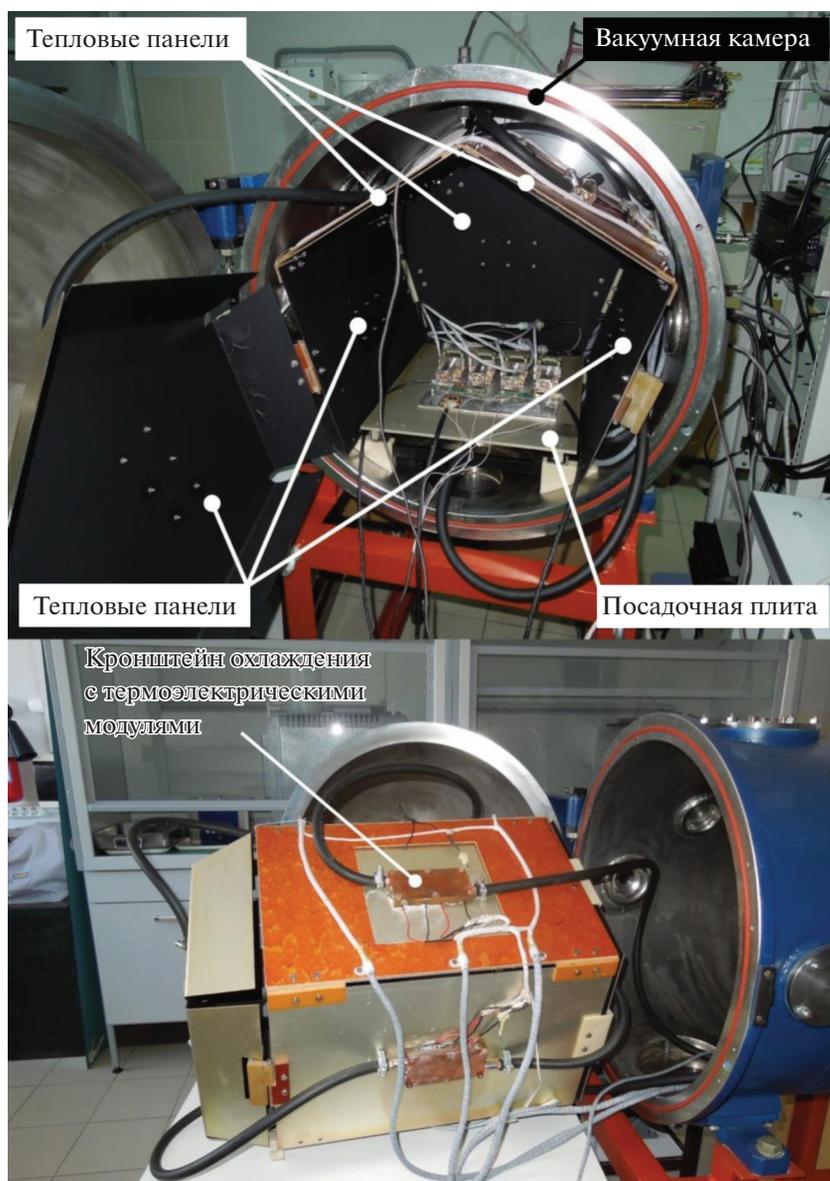


Рис. 18. Имитатор внешних тепловых условий в вакуумной камере.

В конструкции системы обеспечения теплового режима монитора СПИН-Х1-МВН данная проблема решается следующим образом. Циклические изменения внешних тепловых потоков с орбитальным периодом компенсируются применением двух противоположных радиаторов (Сербинов и др., 2017) (рис. 20).

Годовое циклическое измерение уровней облученности компенсируется применением нагревателей — на “холодных” орбитах МКС и элементов Пельтье — на “горячих” орбитах.

В эксперименте по определению характеристик СОТР рентгеновского монитора была обеспечена возможность функционирования всех элементов системы. Для этого была использована термова-

куумная установка ТВУ-2.5 со специальным комплексом обеспечения эксперимента.

В этой установке воспроизводились следующие условия работы СОТР рентгеновского монитора:

— вакуум — обеспечивал внутренний и внешний теплообмен монитора, соответствующий реальному теплообмену в космосе (вакуумная система установки);

— низкая радиационная температура и высокая степень черноты окружающего монитор пространства (криогенная система установки);

— имитация невесомости для тепловых труб (система горизонтирования комплекса обеспечения эксперимента);

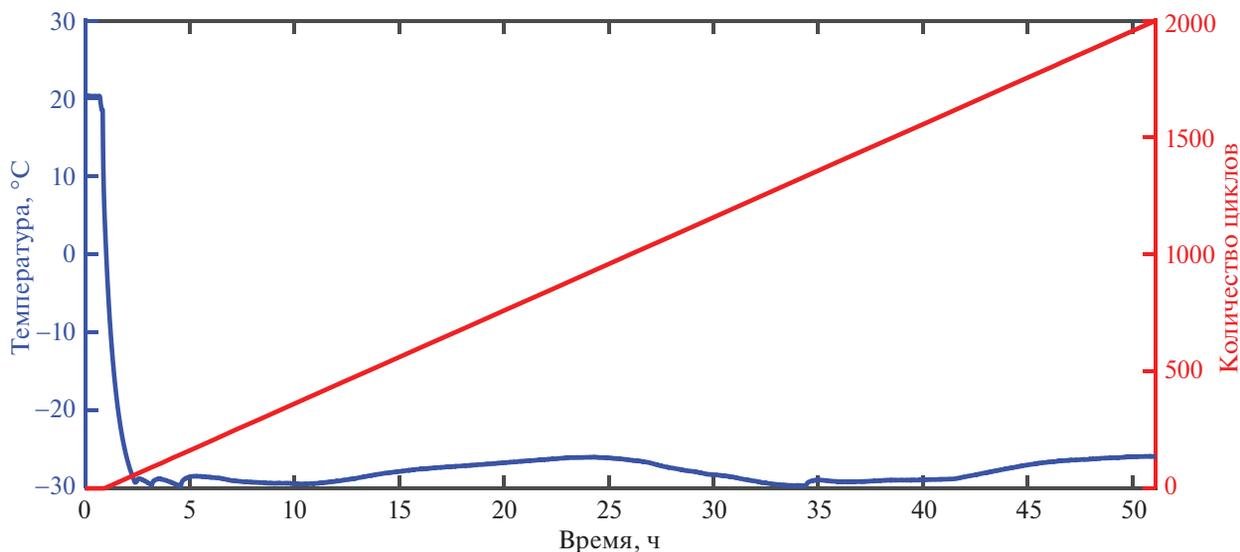


Рис. 19. Температура посадочных мест и количество циклов БКИ во время испытаний.

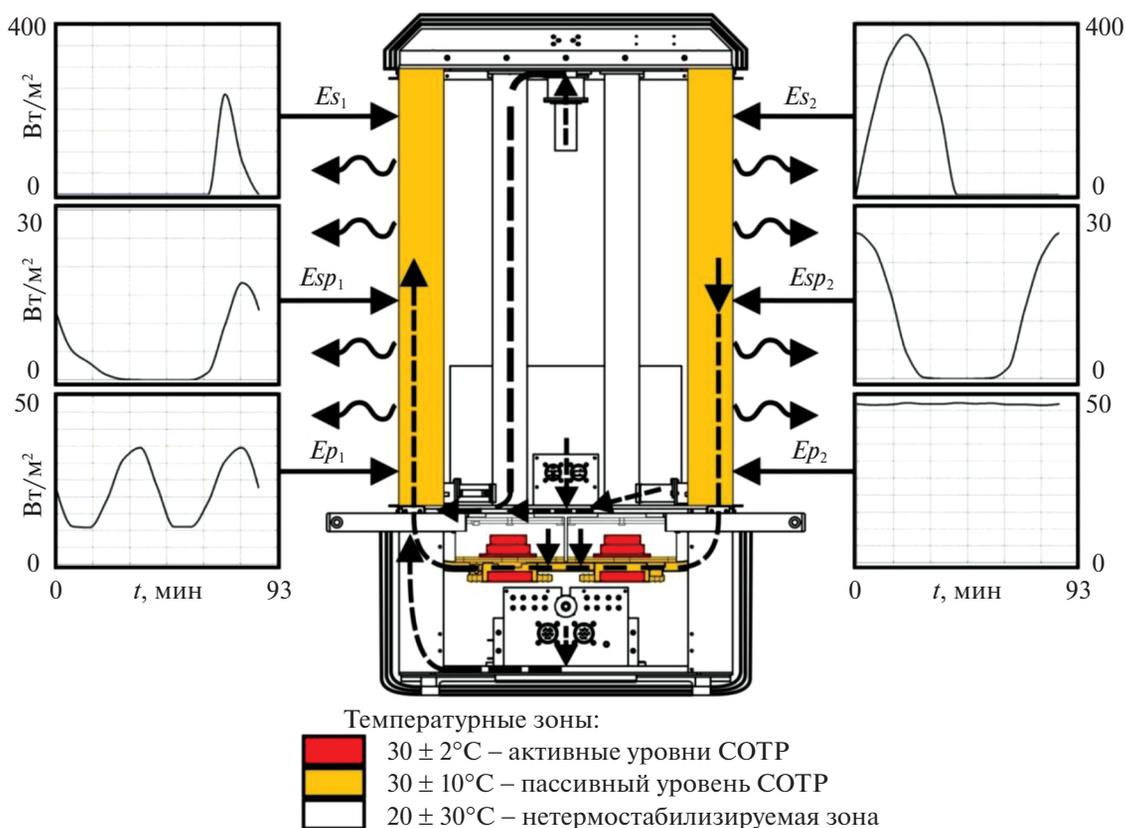


Рис. 20. Схема СОТР рентгеновского монитора СПИН-Х1-МВН.

— имитация внешних тепловых потоков на радиаторы монитора (имитатор поглощенных тепловых потоков комплекса обеспечения эксперимента с системой управления, см. рис. 21);

— поддержание заданной температуры посадочных мест (имитатор посадочных мест комплекса

обеспечения эксперимента с системой управления).

В результате эксперимента были получены временные зависимости температуры в разных точках прибора для двух граничных тепловых режимов прибора — при его нахождении на орбите

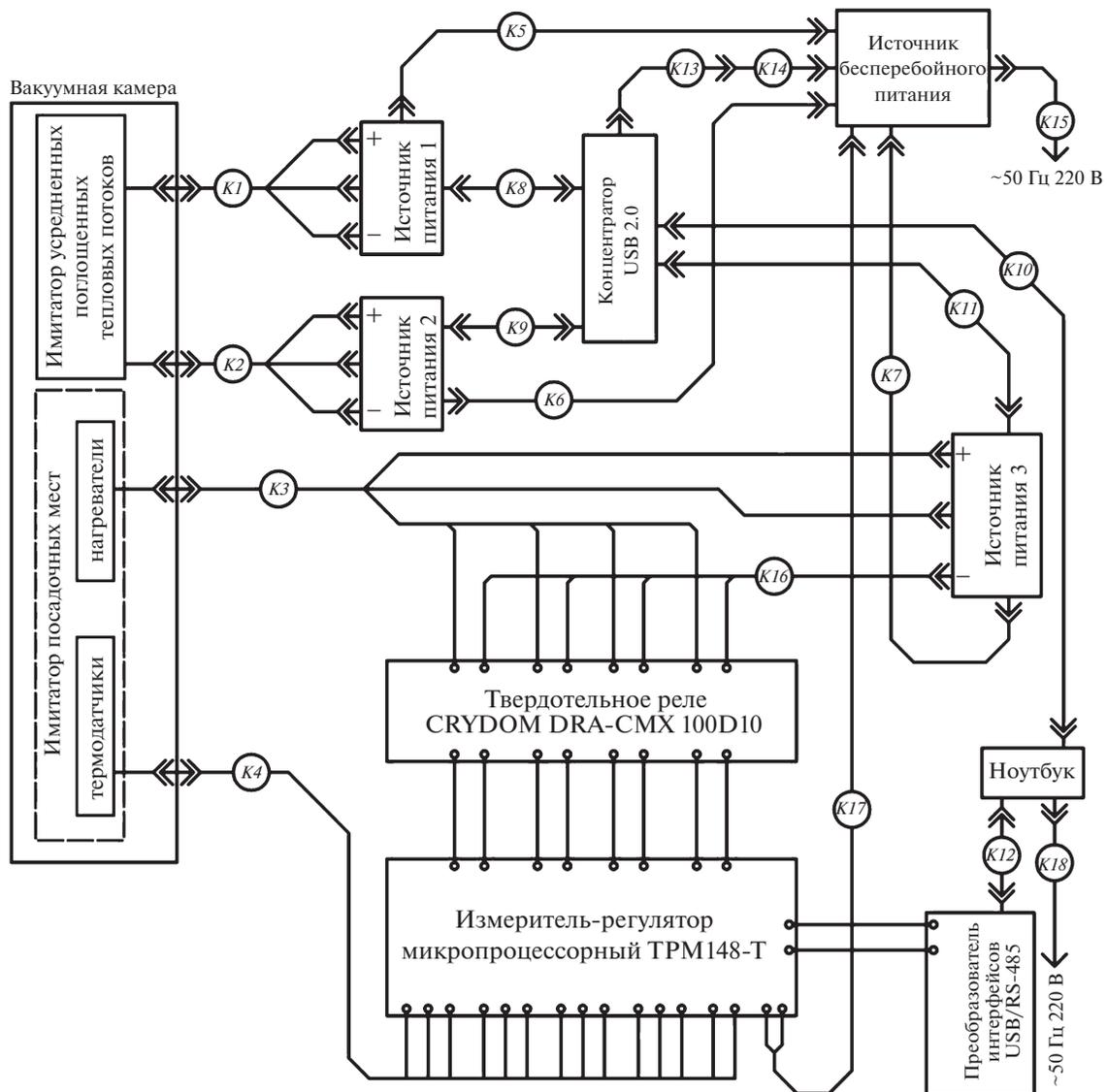


Рис. 21. Электрическая схема комплекса обеспечения эксперимента.

с минимальными внешними тепловыми потоками (“холодная” орбита) и максимальными (“горячая” орбита). На рис. 22 представлены данные зависимости для восьми точек на двух радиаторах и для детекторов. Температура детектора измерялась на небольшом временном промежутке с наибольшей переменностью внешних тепловых условий для тестирования активной системы термостабилизации.

СОТР должна была поддерживать температуру детектора на уровне -32.5°C . Результаты эксперимента показали, что отклонение от заданного уровня составило $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$. Этот результат значительно лучше ожидаемого.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе описаны методическая и аппаратная составляющие космического экспери-

мента, решающего задачу по измерению поверхностной яркости космического рентгеновского фона (КРФ) в диапазоне 6–70 кэВ с рекордной точностью с помощью рентгеновского монитора, установленного на Международной космической станции с зенитной ориентацией.

В основе методической составляющей эксперимента лежат метод модуляции апертуры монитора и методика отбора данных эксперимента. Данная методика предполагает исключение областей орбиты с повышенным радиационным фоном и зон неба с яркими источниками и высоким галактическим рентгеновским фоном из результатов, используемых для измерения КРФ. Моделирование показало, что при данном подходе возможно определить поверхностную яркость КРФ со значительно более

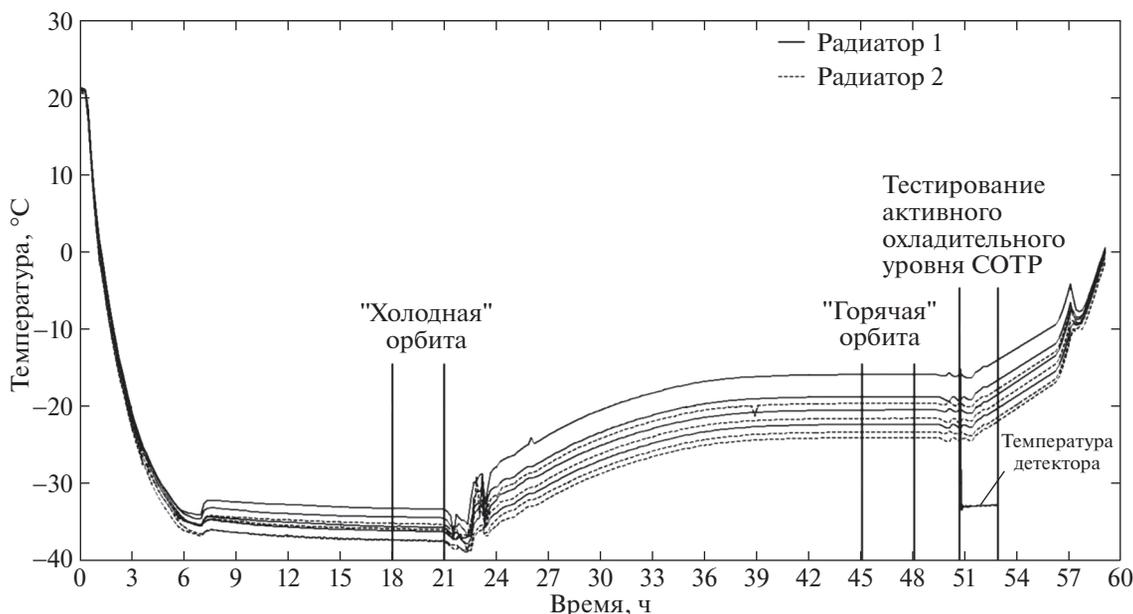


Рис. 22. Результаты термовакуумных испытаний МВН.

высокой точностью по сравнению с имеющимися измерениями.

Аппаратной составляющей эксперимента является разработанный и изготовленный рентгеновский инструмент — Монитор всего неба (МВН), представляющий собой совокупность четырех теллурид кадмиевых детекторов и систем, обеспечивающих реализацию метода модуляции апертуры, полетную калибровку и термостабилизацию детекторов.

Проведены экспериментальные исследования функционирования МВН, в том числе обеспечивающих систем (включая полетные эксперименты), подтвердившие критически значимые для успеха эксперимента характеристики.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант 14.W03.31.0021).

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Модель для определения относительной статистической ошибки ST

$$ST = \frac{\sqrt{4N_n + 2N_p}}{2N_p}, \quad (1)$$

где N_p — количество фотонов, прошедших через открытую апертуру на один детектор (“полезных”

фотонов); N_n — количество фотонов, попавших на закрытый детектор (“шумовые” фотоны).

$$N_p = F_{CXV}T, \quad (2)$$

$$N_n = S_D T (E_2 - E_1) B_{ISS}, \quad (3)$$

где $F_{CXV} \approx 577 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ — поток КРФ на один детектор в диапазоне 6–70 кэВ, определенный из модели; $S_D = 4.58 \text{ см}^2$ — чувствительная площадь детектора; $E_2 = 70 \text{ кэВ}$ — верхний порог детектора; $E_1 = 6 \text{ кэВ}$ — нижний порог детектора; $B_{ISS} \approx 2 \times 10^{-2} \text{ отсч с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$ — усредненный фон на орбите МКС.

2. Модель для определения значимости S/N регистрации КРФ и для оценки доли используемой для измерения КРФ доли неба K_{Surv} при различном поле зрения монитора

При допущении, что поверхностная яркость КРФ слабо зависит от времени и от направления, число отсчетов детектора от фотонов КРФ (N_{CXV}) за время T определяется следующим образом:

$$N_{CXV} = \int_0^T \int_{\Omega} \int_S F_{CXV} dS d\Omega dT \approx \int_0^T \int_{\Omega} F_{CXV} S_D \Omega_{\text{FOV}} d\Omega dT \approx F_{CXV} S_D \Omega_{\text{FOV}} T, \quad (4)$$

где $\Omega_{\text{FOV}} = 2\pi(1 - \cos(\alpha/2))$ — поле зрения детектора, α — угол раствора прямого кругового конуса поля зрения детектора, S_D — площадь детектора.

Таблица 2. Распределение источников по группам и их спектры

Группа	Класс источника	Количество	Спектральная плотность потока
I	Непоглощенные активные ядра галактик	335	См. рис. 23
II	Поглощенные активные ядра галактик	302	См. рис. 23
III	Маломассивные рентгеновские двойные, неидентифицированные классы 1 и 3	51	$F = E^{-1.9}$
IV	Массивная рентгеновская двойная (X Per)	1	$F = 0.11E^{-1.4} \exp(-E/4.7 - 9.1/E) + 0.002E^{-0.7} \exp(-E/55 - 32.9/E)$ (Дорошенко и др., 2012)
V	Катаклизмические переменные	28	$F = E^{-1.5} \exp(-E/15)$
VI	Неидентифицированный класс 2	11	$F = E^{-2.2}$
VII	Звезды, неразрешенные источники, симбиотические двойные	12	$F = E^{-2.5}$
VIII	Компактная группа галактик	1	$F = E^{-1.41}$
IX	Рассеянное звездное скопление	1	$F = E^{-4.26}$
X	Скопление галактик	14	$F = E^{-2} \exp(-E/10)$

Если принять, что общее время обзора составляет T_S , и при этом покрытие неба монитором приблизительно постоянно по времени, то время видимости одного источника составит

$$T_{1S} = \frac{\Omega_{\text{FOV}}}{\Omega_{\text{Surv}}} T_S. \quad (5)$$

Тогда при вырезании из телесного угла обзора той области, в которой наблюдается этот источник, число нерегистрируемых фотонов от КРФ (N_{nCXB}) и от инструментального фона прибора (N_{nInst}) составит

$$N_{\text{nCXB}} = F_{\text{CXB}} S_D \frac{\Omega_{\text{FOV}}^2}{\Omega_{\text{Surv}}} T_S, \quad (6)$$

$$N_{\text{nInst}} = R_{\text{Inst}} \frac{\Omega_{\text{FOV}}}{\Omega_{\text{Surv}}} T_S, \quad (7)$$

где R_{Inst} — число отсчетов детектора от инструментального фона.

С учетом исключения из обзора галактического центра области высоких широт и ЮАА (МКС

находится в ЮАА $\sim 3\%$ времени), общее время обзора уменьшится:

$$T'_S = T_S \left(0.97 - \frac{4\pi (\sin(10^\circ + \alpha) + \sin 51.64^\circ - \sin 40^\circ)}{\Omega_{\text{Surv}}} \right). \quad (8)$$

При вырезании K_S источников значимость регистрации КРФ составит

$$S/N = \frac{N_{\text{nCXB}} - K_S N_{\text{nInst}}}{\sqrt{R_{\text{Inst}} T'_S - K_S N_{\text{nInst}}}} = \frac{F_{\text{CXB}} S_D \left(\Omega_{\text{FOV}} T'_S - K_S T_S \frac{\Omega_{\text{FOV}}^2}{\Omega_{\text{Surv}}} \right)}{\sqrt{R_{\text{Inst}} \left(T'_S - K_S T_S \frac{\Omega_{\text{FOV}}}{\Omega_{\text{Surv}}} \right)}}. \quad (9)$$

Доля неба, используемая при этом для измерения поверхностной яркости КРФ, по отношению к Ω_{Surv} (относительная доля неба) составит

$$K_{\text{Surv}} = 1 - \frac{4\pi (\sin(10^\circ + \alpha) + \sin 51.64^\circ - \sin 40^\circ) + K_S \times 2\pi \left(1 - \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right)}{\Omega_{\text{Surv}}}. \quad (10)$$

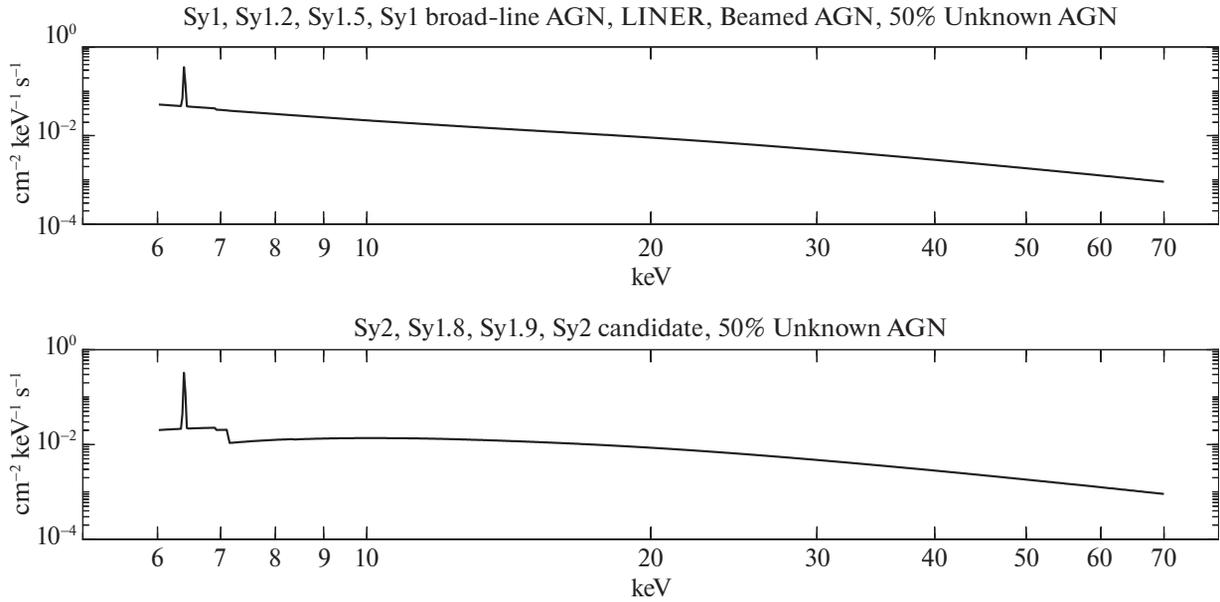


Рис. 23. Спектры источников из групп I и II. По данным из работы Кендра и др. (2009).

3. Модель для определения систематической ошибки SY измерения КРФ при исключении области неба, содержащей различное количество источников из каталога Swift BAT

$$SY = \frac{\sum_{G=1}^{10} L_G}{2N_{\text{СХВ}}}, \quad (11)$$

где L_G [фот] — поток фотонов на открытые детекторы МВН за все время работы прибора; $G = 1, \dots, 10$ — номера групп, на которые делятся 756 источников, оставшихся после исключения полярных областей орбиты, ЮАА и плоскости Галактики (см. табл. 2).

$$L_G = \sum_{k=1}^R \left(F_k \Delta E_k 2S_D \sum_{j=1}^N (n_j T_j) \right), \quad (12)$$

где ΔE — ширина энергетического канала [кэВ]; k, R — номер канала и число каналов в энергетическом диапазоне МВН; N — число источников в группе G ; T_j — время экспозиции j -го источника, n_j — нормировочный коэффициент для j -го источника:

$$n_j = \frac{6.25 \times 10^8 D_j}{195 \int_{14} F \Delta E dE}, \quad (13)$$

где D_j — плотность потока j -го источника из каталога Swift BAT [эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$], F [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$] —

спектральная плотность потока фотонов 756 источников, определенная по моделям, представленным в табл. 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Витт (J.I. Vette), The AE-8 Trapped Electron Model Environment, NSSDC-91-24, NASA-GSFC (1991).
2. Вульф и др. (J. Wolf, K. Nandra, M. Salvato, T. Liu, J. Buchner, M. Brusa, D.N. Hoang, V. Moss, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A5 (2021).
3. Галиаци и др. (M. Galeazzi, A. Gupta, and E. Ursino), *Astrophys. J.* **695**, 2 (2009).
4. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 835 (2019) [S.A. Grebenev and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **45**, 791 (2019)].
5. Грубер и др. (D.E. Gruber, J.L. Matteson, L.E. Peterson, and G.V. Jung), *Astrophys. J.* **520**, 124 (1999).
6. Джакони и др. (R. Giacconi, H. Gursky, F. Paolini, and B. Rossi), *Phys. Rev. Lett.* **9**, 439 (1962).
7. Джилли (R. Gilli), *Mem. della Soc. Astron. Italiana* **84**, 647 (2013).
8. Дорошенко и др. (V. Doroshenko, A. Santangelo, I. Kreikenbohm, and R. Doroshenko), *Astron. Astrophys.* **540**, L1 (2012).
9. Кендра и др. (D. Kendrah, Murphy, and T. Yaqoob), *MNRAS* **397**, 1549 (2009).
10. Кинзер и др. (R.L. Kinzer, G.V. Jung, D.E. Gruber, J.L. Matteson, and L.E. Peterson), *Astrophys. J.* **475**, 361 (1997).
11. Киши и др. (N. Kishi, Y. Mito, W. Inui, and R. Ohno), 2008 IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record **969** (2008).

12. Колон, Марш (J.P. Conlon and D.M. Marsh), *Phys. Rev. Lett.* **111**, 15 (2013).
13. Кривонос, Ревнивцев (R. Krivonos and M. Revnivitsev), *AIP Conf. Proceed.* **1248** (2006).
14. Кривонос и др. (R. Krivonos, D. Wik, B. Grefenstette, K. Madsen, K. Perez, S. Rossland, S. Sazonov, and A. Zoglauer), *MNRAS* **502**, 3966 (2021).
15. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Ilinskii, I.A. Gurian, and T.V. Kharitonova), *Astrophys. Space Sci.* **33**, 347 (1975).
16. Марш (D. Marsh), *Phys. Rep.* **643** (2016).
17. Медведев и др. (P. Medvedev, S. Sazonov, M. Gilfanov, R. Burenin, G. Khorunzhev, A. Meshcheryakov, R. Sunyaev, I. Bikmaev, and E. Irtuganov), *MNRAS* **497**, 1842 (2020).
18. Ох и др. (K. Oh, M. Koss, C.B. Markwardt, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235**, 1 (2018).
19. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, Yu. Bodnar, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
20. Ревнивцев М.Г., Письма в Астрон. журн. **40**, 735 (2014) [M.G. Revnivitsev, *Astron. Lett.* **40**, 667 (2014)].
21. Ревнивцев и др. (M. Revnivitsev, A. Viklinin, and S. Sazonov), *Astron. Astrophys.* **473**, 3 (2007).
22. Ревнивцев и др. (M. Revnivitsev, S. Sazonov, M. Gilfanov, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **452**, 168 (2006).
23. Ревнивцев и др. (M. Revnivitsev, N. Semena, V. Akimov, et al.), *Proc. SPIE 8443, Space Telescopes and Instrumentation: Ultraviolet to Gamma Ray* **844310** (2012).
24. Сербинов Д.В., Семена Н.П., Павлинский М.Н., Арефьев В.А., *Инженерная физика* **4** (2018).
25. Сербинов и др. (D.V. Serbinov, N.P. Semena, and M.N. Pavlinsky), *J. Engineer. Thermophys.* **26**, 3 (2017).
26. Сербинов и др. (D.V. Serbinov, M.N. Pavlinsky, A.N. Semena, N.P. Semena, A.A. Lutovinov, S.V. Molkov, M.V. Buntov, V.A. Arefiev, et al.), *Exp. Astron.* **51**, 493 (2021).
27. Сетти, Вольтер (G. Setti and L. Woltjer), *Astron. Astrophys.* **224**, L21 (1989).
28. Сойер, Витт (D.M. Sawyerand and J.I. Vette), *AP-8 Trapped Proton Environment for Solar Maximum and Solar Minimum, NSSDC-76-06, NASA-GSFC* (1976).
29. Таджима и др. (H. Tajima, et al.), *IEEE Transact. Nucl. Sci.* **51**, 3 (2004).
30. Тояма и др. (H. Toyama, A. Nishihira, M. Yamazato, et al.), *Japan. J. Appl. Phys.* **43**, 6371 (2004).
31. Тулер и др. (M. Turler, M. Chernyakova, T.J.-L. Courvoisier, P. Lubiński, A. Neronov, N. Produit, et al.), *Astron. Astrophys.* **512**, A49 (2010).
32. Уэда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, G. Hasinger, T. Miyaji, M.G. Watson, et al.), *Astrophys. J.* **786**, 2 (2014).
33. Фреденрих (H.T. Freudenreich), *Astrophys. J.* **468**, 663 (1996).
34. Харрисон и др. (F. Harrison, J. Aird, F. Civano, et al.), *Astrophys. J.* **831**, 2 (2016).
35. Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunyaev, M. Revnivitsev, S. Sazonov, S. Molkov, S. Grebenev, C. Winkler, et al.), *Astron. Astrophys.* **467**, 529 (2007).

КИНЕМАТИКА ОБ-ЗВЕЗД С ДАННЫМИ ИЗ КАТАЛОГОВ LAMOST И GAIA

© 2022 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹, Г. М. Карелин¹

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

Поступила в редакцию 18.02.2022 г.

После доработки 02.03.2022 г.; принята к публикации 02.03.2022 г.

Проведен анализ кинематики ОБ-звезд из списка Сяна и др., который содержит около 13 000 одиночных ОБ-звезд. Для этих звезд имеются оценки фотометрических расстояний, собственные движения из каталога Gaia и лучевые скорости из каталога LAMOST. По выборке одиночных ОБ-звезд с использованием фотометрических расстояний и собственных движений звезд из каталога Gaia EDR3 найдены компоненты групповой скорости $(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (9.63, 9.93, 7.45) \pm (0.27, 0.34, 0.10)$ км/с, и следующие параметры угловой скорости вращения Галактики: $\Omega_0 = 29.20 \pm 0.18$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.150 \pm 0.046$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.795 \pm 0.018$ км/с/кпк³, где ошибка единицы веса σ_0 составила 9.56 км/с и $V_0 = 236.5 \pm 3.3$ км/с (для принятого $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк). По этим же ОБ-звездам найдены дисперсии остаточных скоростей $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = (15.13, 9.69, 7.98) \pm (0.07, 0.05, 0.04)$ км/с. Показано, что использование лучевых скоростей существенно увеличивает дисперсию пространственных скоростей и приводит к смещенной оценке значения скорости U_{\odot} . Сравнение используемых шкал расстояний показало, фотометрические расстояния Сяна и др. (2021) необходимо удлинить примерно на 10%.

Ключевые слова: ОБ-звезды, кинематика, вращение Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010822040015

ВВЕДЕНИЕ

Звезды спектрального класса O и B — это молодые (несколько млн лет) массивные (более $10M_{\odot}$) звезды высокой светимости. Благодаря этим свойствам они представляют большое значение для изучения структуры и кинематики Галактики.

Известны различные подходы для спектральной классификации O- и B-звезд (Рид, 1995; Заал и др., 2001; Сота и др., 2011; Скиф, 2014; Маис-Апельянис и др., 2004; 2016), что важно для оценки их светимостей и в конечном итоге фотометрических расстояний. При использовании фотометрических измерений в визуальном диапазоне точность определения таких расстояний не очень высокая. Например, в работе Рида (1995) относительная ошибка определения фотометрического расстояния величиной 1σ для одиночных ОБ-звезд оценивалась в $\pm 39\%$.

Использование космических фотометрических измерений со спутника Hipparcos (1997) позволило определять фотометрические расстояния до 1207

ОБ-звезд с ошибками $\pm 14\%$ (Вегнер, 2000). Применение современных калибровок и фотометрических данных в инфракрасном диапазоне позволяет определять фотометрические расстояния уже до примерно 15 000 ОБ-звезд с ошибками $\pm 12\%$ (Сян и др., 2021).

Результаты кинематического анализа звезд сильно зависят от качества их измеренных кинематических характеристик. Точности собственных движений звезд непрерывно улучшаются, они измерены в настоящее время для большого количества звезд и ОБ-звезд в частности. Обычно при анализе пространственного распределения и кинематики ОБ-звезд использовались их фотометрические расстояния. Ситуация изменилась совсем недавно с публикацией массовых более надежных тригонометрических параллаксов звезд, измеренных в результате выполнения космического эксперимента Gaia (Прусти и др., 2016).

Звезды спектральных классов O и B использовались Оортом (1927) для доказательства гипотезы Линдблада о вращении Галактики. С тех пор такие звезды неоднократно применялись для уточнения параметров галактического вращения (Бил, Овенден, 1978; Миямото, Жу, 1998; Уемура и др.,

* Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

2000; Дамбис и др., 2001; Бранхэм, 2002; 2006; Заболотских и др., 2002; Попова, Локтин, 2005; Жу, 2006; Мельник, Дамбис, 2009; 2017; Гончаров, 2012; Бобылев, Байкова, 2018, 2019). При этом зачастую для анализа берут только их собственные движения, так как лучевые скорости одиночных ОВ-звезд измеряются с большими ошибками.

ОВ-звезды используются также для изучения структуры и кинематики околосолнечной окрестности, где расположены молодые рассеянные звездные скопления (Пискунов и др., 2006), ОВ-ассоциации (де Зев и др., 1999; Дамбис и др., 2001; Мельник, Дамбис, 2020), пояс Гулда (Фрогель, Стозерс, 1977; Торра и др., 2000) и Местный рукав (Сюй и др., 2021). Такие звезды представляют интерес в качестве индикаторов галактической спиральной структуры (Жоржелен, Жоржелен, 1976; Фернандес и др., 2001; Руссейль, 2003; Чен и др., 2019; Сюй и др., 2018; 2021).

В работе Сяна и др. (2021) описана выборка ОВ-звезд с оригинальными оценками фотометрических расстояний, с лучевыми скоростями из каталога LAMOST (The Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope, Цуй и др., 2012) и с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia DR2. Целью настоящей работы является переопределение параметров галактического вращения по этим ОВ-звездам, а также сравнение шкалы фотометрических расстояний со шкалой расстояний, опирающейся на тригонометрические параллаксы каталога Gaia.

МЕТОД

Из наблюдений имеем три составляющие скорости звезды: лучевую скорость V_r и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно. Все три скорости выражены в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является коэффициентом размерности, а r — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год (миллисекунды дуги в год). Через компоненты V_r, V_l, V_b вычисляются скорости U, V, W , направленные вдоль прямоугольных галактических осей координат:

$$U = V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \quad (1)$$

$$V = V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b,$$

$$W = V_r \sin b + V_b \cos b,$$

где скорость U направлена от Солнца параллельно направлению на центр Галактики, V в направлении

вращения Галактики и W на северный галактический полюс. Две скорости: V_R , направленную радиально от галактического центра, и ортогональную ей скорость V_{circ} , направленную вдоль вращения Галактики, можем найти на основе следующих соотношений:

$$V_{\text{circ}} = U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \quad (2)$$

$$V_R = -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta,$$

где позиционный угол θ удовлетворяет соотношению $\tan \theta = y/(R_0 - x)$, x, y, z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей x, y, z направлены скорости U, V, W), V_0 — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 .

Параметры вращения Галактики

Для определения параметров кривой галактического вращения мы используем уравнения, полученные из формул Боттлингера, в которых произведено разложение угловой скорости Ω в ряд до членов второго порядка малости r/R_0 :

$$V_r = -U_{\odot} \cos b \cos l - V_{\odot} \cos b \sin l - \quad (3)$$

$$- W_{\odot} \sin b + R_0(R - R_0) \sin l \cos b \Omega'_0 +$$

$$+ 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \cos b \Omega''_0,$$

$$V_l = U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_0 \cos b + \quad (4)$$

$$+ (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b) \Omega'_0 +$$

$$+ 0.5(R - R_0)^2 (R_0 \cos l - r \cos b) \Omega''_0,$$

$$V_b = U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - \quad (5)$$

$$- W_{\odot} \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 -$$

$$- 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0,$$

где R — расстояние от звезды до оси вращения Галактики $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$. Скорости $(U, V, W)_{\odot}$ являются средней групповой скоростью выборки, отражают пекулярное движение Солнца, поэтому взяты с обратными знаками. Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 — соответствующие производные угловой скорости вращения $V_0 = R_0 \Omega_0$. В настоящей работе значение R_0 принимается равным 8.1 ± 0.1 кпк, согласно обзору Бобылева, Байковой (2021), где оно было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок.

Решая условные уравнения вида (3)–(5) методом наименьших квадратов (МНК), можем найти шесть неизвестных: $(U, V, W)_{\odot}$, Ω_0 , Ω'_0 и Ω''_0 . При МНК-решении только одного условного уравнения вида (3) можем найти лишь пять неизвестных: $(U, V, W)_{\odot}$, Ω'_0 и Ω''_0 .

Скорости U , V и W в уравнениях (1) и (2) освобождены от пекулярной скорости Солнца U_{\odot} , V_{\odot} и W_{\odot} со значениями, найденными в результате МНК-решения кинематических уравнений вида (3)–(5).

Эллипсоид остаточных скоростей

Для оценки дисперсий остаточных скоростей звезд используем следующий известный метод (Огородников, 1965). Рассматриваются шесть моментов второго порядка a, b, c, f, e, d :

$$\begin{aligned} a &= \langle U^2 \rangle - \langle U_{\odot}^2 \rangle, & (6) \\ b &= \langle V^2 \rangle - \langle V_{\odot}^2 \rangle, \\ c &= \langle W^2 \rangle - \langle W_{\odot}^2 \rangle, \\ f &= \langle VW \rangle - \langle V_{\odot} W_{\odot} \rangle, \\ e &= \langle WU \rangle - \langle W_{\odot} U_{\odot} \rangle, \\ d &= \langle UV \rangle - \langle U_{\odot} V_{\odot} \rangle, \end{aligned}$$

которые являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (7)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для определения значений этого тензора используются шесть уравнений:

$$V_l^2 = a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l - 2d \sin l \cos l, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} V_b^2 &= a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + & (10) \\ &+ c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l - \\ &- 2e \cos b \sin b \cos l + 2d \sin l \cos l \sin^2 b, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_l V_b &= a \sin l \cos l \sin b + & (11) \\ &+ b \sin l \cos l \sin b + f \cos l \cos b - e \sin l \cos b + \\ &+ d(\sin^2 l \sin b - \cos^2 l \sin b), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_r^2 &= a \cos^2 b \cos^2 l + b \cos^2 b \sin^2 l + & (12) \\ &+ c \sin^2 b + 2f \cos b \sin b \sin l + \\ &+ 2e \cos b \sin b \cos l + 2d \sin l \cos l \cos^2 b, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_b V_r &= -a \cos^2 l \cos b \sin b - & (13) \\ &- b \sin^2 l \sin b \cos b + c \sin b \cos b + \\ &+ f(\cos^2 b \sin l - \sin l \sin^2 b) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ e(\cos^2 b \cos l - \cos l \sin^2 b) - \\ &- d(\cos l \sin l \sin b \cos b + \sin l \cos l \cos b \sin b), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_l V_r &= -a \cos b \cos l \sin l + b \cos b \cos l \sin l + & (14) \\ &+ f \sin b \cos l - e \sin b \sin l + \\ &+ d(\cos b \cos^2 l - \cos b \sin^2 l), \end{aligned}$$

которые решаются методом наименьших квадратов относительно шести неизвестных a, b, c, f, e, d . Затем находятся собственные значения тензора (8) $\lambda_{1,2,3}$ из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & c - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (15)$$

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и в то же время квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \sigma_1^2, \quad \lambda_2 = \sigma_2^2, \quad \lambda_3 = \sigma_3^2, & (16) \\ \lambda_1 &> \lambda_2 > \lambda_3. \end{aligned}$$

Направления главных осей тензора (15) $L_{1,2,3}$ и $B_{1,2,3}$ находятся из соотношений

$$\operatorname{tg} L_{1,2,3} = \frac{ef - (c - \lambda)d}{(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2}, \quad (17)$$

$$\operatorname{tg} B_{1,2,3} = \frac{(b - \lambda)e - df}{f^2 - (b - \lambda)(c - \lambda)} \cos L_{1,2,3}. \quad (18)$$

ДАННЫЕ

В настоящей работе используем выборку ОБ-звезд, для которых в работе Сяна и др. (2021) были определены фотометрические расстояния по данным в ближнем инфракрасном диапазоне. Каталог Сяна и др. (2021) содержит 16 002 записей с данными о звездах, часть которых наблюдалась несколько раз. Звезды снабжены собственными движениями из каталога Gaia DR2 (Браун и др., 2018) и лучевыми скоростями из каталога LAMOST.

Проект LAMOST является глубоким (до $r < 18.5^m$) спектроскопическим обзором неба в оптическом диапазоне (λ : 3700–9000 Å) с низким спектральным разрешением ($R \sim 1800$). Наблюдения производятся на телескопе системы Шмидта с 4-метровым зеркалом. Согласно Сяну и др. (2017), ошибки определения лучевых скоростей звезд поздних спектральных классов в каталоге LAMOST составляют ± 5 км/с.

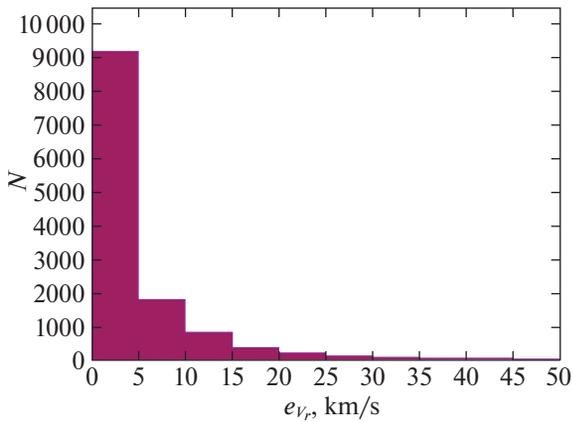


Рис. 1. Гистограмма распределения случайных ошибок определения лучевых скоростей одиночных OB-звезд из списка Сяна и др. (2021).

Спектроскопическая классификация OB-звезд из каталога LAMOST DR5 была выполнена в работе Лю и др. (2019). Список Сяна и др. (2021) содержит 15 184 OB-звезд, которые наблюдались хотя бы один раз. Среди них имеются 13 029 звезд, отмеченных как одиночные. Значения лучевых скоростей имеются практически для каждой звезды. В некоторых случаях отсутствует информация об измерении собственных движений звезд. На рис. 1 дана гистограмма распределения случайных ошибок определения лучевых скоростей одиночных OB-звезд. Как видно из этого рисунка, случайные ошибки подавляющего большинства этих звезд меньше 5 км/с.

В настоящее время опубликована версия Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3, Браун и др., 2021), в которой по сравнению с версией Gaia DR2 уточнены примерно на 30% значения тригонометрических параллаксов и собственных движений для около 1.5 млрд звезд. Тригонометрические параллаксы для примерно 500 млн звезд измерены с ошибками менее 0.2 мсек. дуги. Для звезд со звездными величинами $G < 15^m$ случайные ошибки измерения собственных движений лежат в интервале 0.02–0.04 миллисекунд дуги в год, и они сильно возрастают у более слабых звезд. В целом собственные движения около половины звезд каталога измерены с относительной ошибкой менее 10%.

Мы отождествили список OB-звезд Сяна и др. с каталогом Gaia EDR3 и нашли 14 532 общие звезды. Характер распределения OB-звезд из каталога Сяна и др. (2021) в проекции на галактической плоскости XU показан на рис. 2. Для построения рисунка были взяты звезды с ошибками определения лучевых скоростей менее 10 км/с и с ошибками расстояний менее 10%. Показаны звезды с фотометрическими расстояниями, а также

с расстояниями, вычисленными через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3. Отметим, что распределение всех 13 000 OB-звезд на плоскости XU можно видеть на рис. 12 в работе Сяна и др. (2021). К сожалению, как на рис. 2а, так и на рис. 2б не видно проявлений спиральной структуры.

Наблюдения звезд программы LAMOST осуществляются из северного полушария, поэтому часть южного неба недоступна для наблюдений. Этим объясняется отсутствие звезд в четвертом галактическом квадранте на галактической плоскости XU (рис. 2).

На рис. 3 даны расстояния до OB-звезд, вычисленные через тригонометрические параллаксы каталогов Gaia EDR2 и Gaia EDR3, в зависимости от фотометрических расстояний. Для вычисления расстояний до OB-звезд через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR2 были использованы индивидуальные для каждой звезды поправки к параллаксам, которые даны Сяном и др. (2021). Из рис. 3а можем видеть, что указанные там шкалы расстояний имеют удовлетворительное согласие до расстояний не более 1.5 кпк от Солнца.

Существенно лучшее согласие имеется между расстояниями до OB-звезд, вычисленными через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3, и фотометрическими расстояниями (рис. 3б). Расхождение между этими двумя шкалами расстояний начинает сказываться при расстояниях более ~ 4 кпк. В целом можем заключить, что шкала расстояний каталога Gaia длиннее шкалы фотометрических расстояний Сяна и др. (2021). При этом связь между этими шкалами расстояний имеет нелинейный характер.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Параметры вращения Галактики

Известно, что среди OB-звезд много убегающих (см., например, Тецлаф и др., 2011), т.е. звезд с большими (более 50 км/с) пекулярными скоростями. Кроме того, имеются звезды с большими ошибками лучевых скоростей, которые не всегда отбрасываются по критерию 3σ . Чтобы избавиться от сильных отскоков, мы используем следующие ограничения на пространственные скорости:

$$|U| < 80 \text{ км/с}, \quad (19)$$

$$|V| < 80 \text{ км/с},$$

$$|W| < 50 \text{ км/с}.$$

Скорости U , V и W здесь остаточные, так как из них вычтены пекулярное движение Солнца и кривая вращения Галактики.

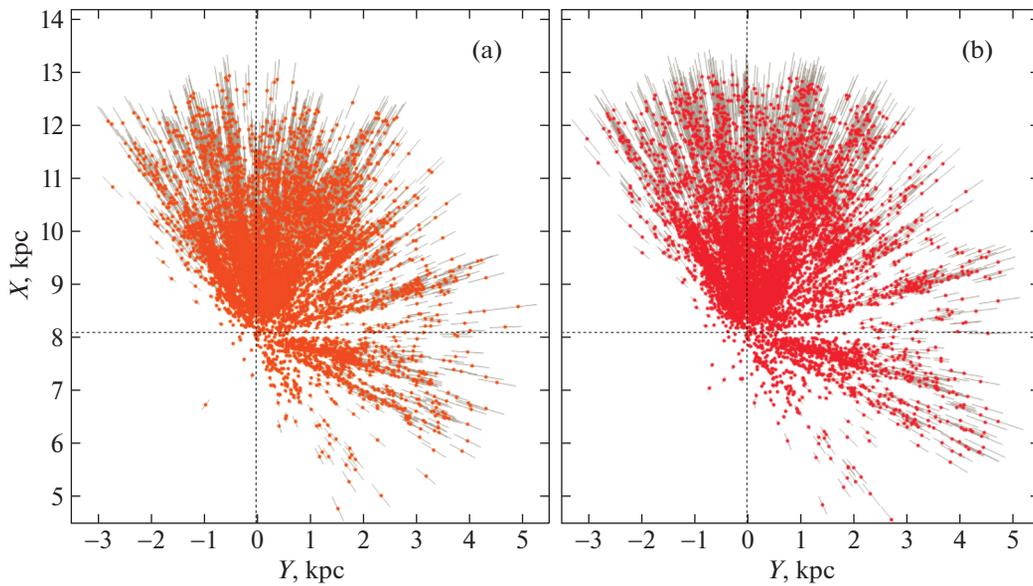


Рис. 2. Распределение на галактической плоскости XY ОБ-звезд с фотометрическими расстояниями (а), и ОБ-звезд с расстояниями, вычисленными через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3 (б).

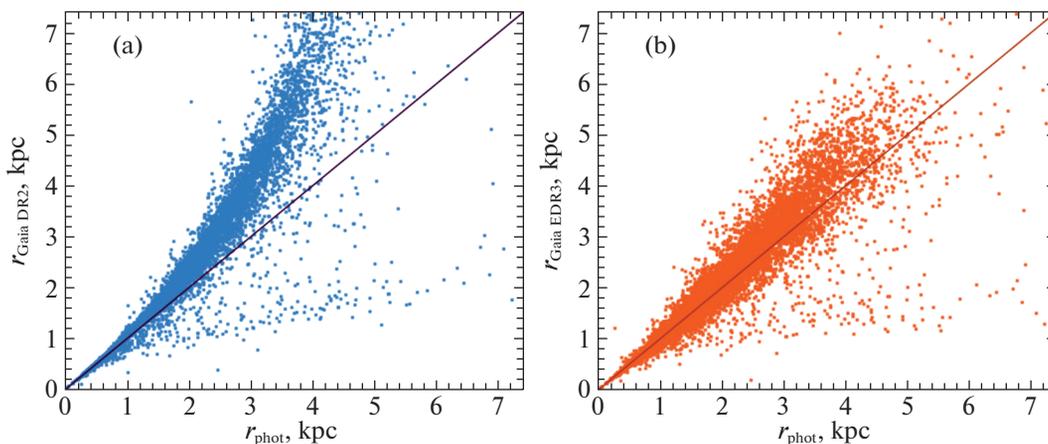


Рис. 3. Расстояния до ОБ-звезд, вычисленные через тригонометрические параллаксы каталога Gaia DR2, в зависимости от фотометрических расстояний (а), и расстояния, вычисленные через параллаксы каталога Gaia EDR3, в зависимости от фотометрических расстояний (б), на каждой панели дана диагональная линия совпадения.

Параметры модели, найденные по ОБ-звездам с использованием фотометрических расстояний отражены в табл. 1. Здесь были использованы собственные движения звезд из каталога Gaia DR2 и лучевые скорости из каталога LAMOST. Кинематические уравнения решались тремя способами — с использованием всех данных, только по лучевым скоростям и только по собственным движениям звезд. Можно отметить достаточно ровное поведение всех параметров во всех колонках, т.е. найденные параметры слабо зависят от ошибки расстояний. Главная же особенность заключается в том, что: а) имеем очень большое значение ошибки единицы веса σ_0 , полученной по лучевым скоростям, б) скорости U_\odot , найденные по лучевым

скоростям, заметно отличаются от найденных по собственным движениям ОБ-звезд и в) наибольшего доверия заслуживают параметры, найденные из анализа собственных движений, так как они определены с наименьшей ошибкой единицы веса.

Значение ошибки единицы веса σ_0 определяется при решении условных уравнений вида (3)–(5) как среднее из невязок. Эта величина характеризует усредненную по трем направлениям дисперсию остаточных скоростей звезд. Известно, что дисперсия остаточных скоростей водородных облаков в галактическом диске составляет около 5 км/с, а дисперсия скоростей ОБ-звезд лежит в интервале 8–10 км/с.

Таблица 1. Кинематические параметры, найденные по ОВ-звездам на основе всех трех условных уравнений (3)–(5), даны в верхней части таблицы; только по лучевым скоростям LAMOST на основе уравнения (3) даны в средней части таблицы; только по собственным движениям из каталога Gaia DR2 на основе двух уравнений (4)–(5) даны в нижней части таблицы; расстояния до звезд фотометрические; N_* — количество использованных звезд, \bar{r} — средний радиус выборки

Параметры	$\sigma_r/r < 10\%$	$\sigma_r/r < 15\%$	$\sigma_r/r < 20\%$	$\sigma_r/r < 30\%$
N_*	9756	11738	11900	11943
\bar{r} , кпк	1.95	2.20	2.22	2.22
U_\odot , км/с	13.47 ± 0.17	13.79 ± 0.19	13.75 ± 0.16	13.68 ± 0.16
V_\odot , км/с	10.91 ± 0.29	11.48 ± 0.30	11.45 ± 0.29	11.47 ± 0.29
W_\odot , км/с	6.94 ± 0.15	6.51 ± 0.15	6.49 ± 0.15	6.45 ± 0.14
Ω_0 , км/с/кпк	30.85 ± 0.17	30.75 ± 0.16	30.71 ± 0.16	30.66 ± 0.16
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.350 ± 0.042	-4.193 ± 0.038	-4.187 ± 0.038	-4.173 ± 0.037
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.852 ± 0.019	0.757 ± 0.015	0.755 ± 0.015	0.753 ± 0.014
σ_0 , км/с	14.77	15.28	15.38	15.25
V_0 , км/с	249.9 ± 3.4	249.1 ± 3.3	248.7 ± 3.3	248.4 ± 3.3
U_\odot , км/с	14.39 ± 0.28	14.84 ± 0.26	14.83 ± 0.25	14.81 ± 0.25
V_\odot , км/с	11.41 ± 0.56	11.51 ± 0.55	11.44 ± 0.55	11.46 ± 0.55
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.847 ± 0.099	-4.605 ± 0.090	-4.601 ± 0.084	-4.587 ± 0.090
Ω''_0 , км/с/кпк ³	1.352 ± 0.072	1.127 ± 0.057	1.121 ± 0.043	1.108 ± 0.056
σ_0 , км/с	21.94	22.44	22.52	22.54
U_\odot , км/с	9.53 ± 0.27	9.15 ± 0.25	9.09 ± 0.25	9.13 ± 0.25
V_\odot , км/с	9.95 ± 0.34	10.95 ± 0.32	11.01 ± 0.32	10.98 ± 0.32
W_\odot , км/с	7.03 ± 0.10	6.63 ± 0.10	6.57 ± 0.10	6.55 ± 0.10
Ω_0 , км/с/кпк	29.06 ± 0.18	28.70 ± 0.17	28.62 ± 0.17	29.65 ± 0.17
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.167 ± 0.046	-3.967 ± 0.041	-3.943 ± 0.040	-3.951 ± 0.040
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.814 ± 0.018	0.722 ± 0.014	0.713 ± 0.014	0.716 ± 0.014
σ_0 , км/с	9.65	10.01	10.07	10.09
V_0 , км/с	235.4 ± 3.3	232.5 ± 3.2	231.8 ± 3.2	232.1 ± 3.2
$(\Omega'_0)_{V_i}/(\Omega'_0)_{V_r}$	0.86 ± 0.01	0.86 ± 0.01	0.86 ± 0.01	0.86 ± 0.01

На рис. 4 даны радиальные V_R , круговые V_{circ} и вертикальные W скорости ОВ-звезд. Показанная на рис. 4b кривая вращения Галактики построена с параметрами, указанными в первой колонке табл. 1. Как на рис. 2, так и на рис. 4 не видно влияния спиральной волны плотности, которое можно ожидать при анализе молодых звезд. Поэтому в настоящей работе мы не включили в кинематиче-

скую модель члены, описывающие возмущения от галактической спиральной волны плотности.

Параметры модели, найденные по ОВ-звездам с использованием данных из каталога Gaia DR2, отражены в табл. 2, а с использованием данных из каталога Gaia EDR3 — в табл. 3 и 4. Результаты получены при ограничениях либо на ошибки расстояний σ_r/r , либо на ошибки параллакс

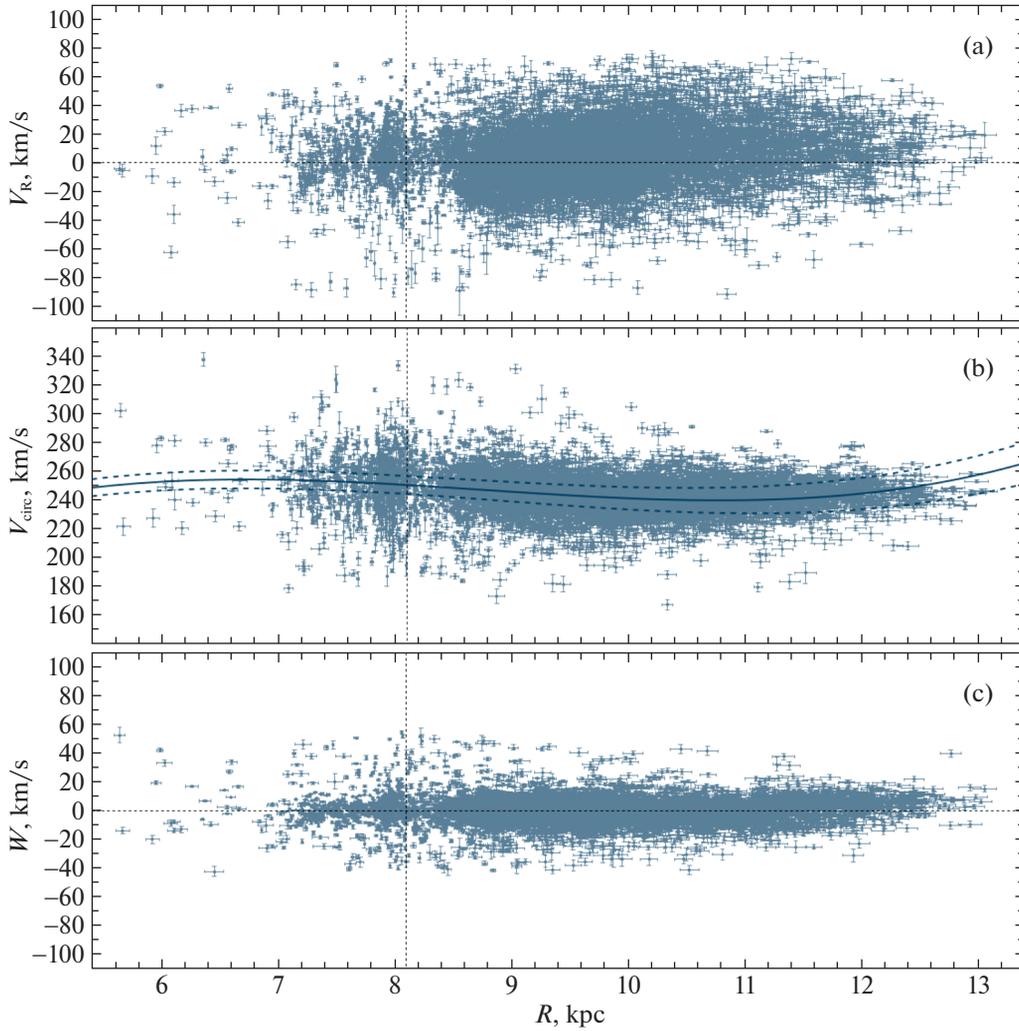


Рис. 4. Радиальные скорости ОБ-звезд, V_R , в зависимости от расстояния R (а), круговые скорости V_{circ} звезд этой выборки (б) и их вертикальные скорости W (с), вертикальной линией отмечено положение Солнца.

σ_π/π . В первом случае, как уже было отмечено (табл. 1), кинематические параметры мало зависят от ограничения на относительную ошибку фотометрического расстояния. Во втором случае сильно меняется радиус выборки, что может оказывать влияние на характер кинематических параметров. Например, значение второй производной угловой скорости вращения Галактики, Ω_0'' , более уверенно определяется с использованием более далеких от Солнца звезд (табл. 2). Отметим, что в табл. 3 отсутствует решение, полученное только по лучевым скоростям с использованием фотометрических расстояний — такие результаты отражены в средней части табл. 1.

Наиболее интересным мы считаем решение, которое получено по одиночным ОБ-звездам с фотометрическими расстояниями, отобранными при условии $\sigma_r/r < 10\%$, с использованием собственных движений из каталога Gaia EDR3 (первый

столбец нижней части табл. 3). В этом решении найдены скорости $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (9.63, 9.93, 7.45) \pm (0.27, 0.34, 0.10)$ км/с, а также:

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29.20 \pm 0.18 \text{ км/с/кпк}, & (20) \\ \Omega_0' &= -4.150 \pm 0.046 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega_0'' &= 0.795 \pm 0.018 \text{ км/с/кпк}^3, \end{aligned}$$

где ошибка единицы веса составила $\sigma_0 = 9.56$ км/с и $V_0 = 236.5 \pm 3.3$ км/с (для принятого расстояния $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк). Это решение представляет интерес, благодаря а) использованию оригинальных оценок фотометрических расстояний до звезд, а также использованию б) высокоточных собственных движений ОБ-звезд. Отметим, что все параметры решения (20) находятся в очень хорошем согласии с решением, полученным практически по этим же звездам с использованием тригонометрических параллаксов из каталога Gaia EDR3, которое

Таблица 2. Кинематические параметры, найденные по ОВ-звездам на основе всех трех условных уравнений (3)–(5), даны в верхней части таблицы; только по лучевым скоростям LAMOST на основе уравнения (3) даны в средней части таблицы; только по собственным движениям из каталога Gaia DR2 на основе двух уравнений (4)–(5) даны в нижней части таблицы; расстояния до звезд вычислены на основе параллаксов из каталога Gaia DR2; N_* — количество использованных звезд, \bar{r} — средний радиус выборки

Параметры	$\sigma_\pi/\pi < 10\%$	$\sigma_\pi/\pi < 15\%$	$\sigma_\pi/\pi < 20\%$	$\sigma_\pi/\pi < 30\%$
N_*	6979	9352	10356	10750
\bar{r} , кпк	1.84	2.24	2.42	2.48
U_\odot , км/с	11.85 ± 0.22	13.11 ± 0.19	13.27 ± 0.18	13.26 ± 0.18
V_\odot , км/с	10.60 ± 0.33	10.95 ± 0.31	11.42 ± 0.32	11.38 ± 0.31
W_\odot , км/с	7.86 ± 0.19	8.28 ± 0.17	8.18 ± 0.16	8.17 ± 0.16
Ω_0 , км/с/кпк	28.65 ± 0.19	28.76 ± 0.16	28.51 ± 0.15	28.43 ± 0.15
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.019 ± 0.049	-3.918 ± 0.037	-3.839 ± 0.035	-3.825 ± 0.034
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.688 ± 0.023	0.625 ± 0.013	0.601 ± 0.011	0.594 ± 0.011
σ_0 , км/с	15.34	15.92	16.06	16.10
V_0 , км/с	232.1 ± 3.8	232.9 ± 3.2	230.9 ± 3.1	230.3 ± 3.1
U_\odot , км/с	12.49 ± 0.33	13.79 ± 0.29	14.24 ± 0.27	14.34 ± 0.27
V_\odot , км/с	11.07 ± 0.59	10.78 ± 0.57	11.03 ± 0.57	11.10 ± 0.57
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.342 ± 0.111	-4.167 ± 0.088	-4.136 ± 0.084	-4.110 ± 0.083
Ω''_0 , км/с/кпк ³	1.237 ± 0.077	1.046 ± 0.048	1.005 ± 0.043	0.980 ± 0.042
σ_0 , км/с	21.43	21.82	22.07	22.20
U_\odot , км/с	9.95 ± 0.33	10.50 ± 0.31	10.46 ± 0.18	10.43 ± 0.30
V_\odot , км/с	9.30 ± 0.41	11.07 ± 0.35	11.36 ± 0.34	11.31 ± 0.34
W_\odot , км/с	7.96 ± 0.14	8.37 ± 0.12	8.29 ± 0.12	8.25 ± 0.12
Ω_0 , км/с/кпк	29.14 ± 0.20	29.47 ± 0.17	29.23 ± 0.17	29.28 ± 0.17
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.220 ± 0.056	-4.050 ± 0.040	-3.988 ± 0.037	-3.990 ± 0.036
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.719 ± 0.023	0.637 ± 0.012	0.623 ± 0.011	0.620 ± 0.010
σ_0 , км/с	10.96	11.40	11.50	11.55
V_0 , км/с	236.1 ± 3.3	238.7 ± 3.3	236.7 ± 3.2	237.1 ± 3.2
$(\Omega'_0)_{V_i}/(\Omega'_0)_{V_r}$	0.97 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.96 ± 0.01	0.97 ± 0.01

дано в первой колонке нижней части табл. 4. При этом в решении (20) было получено меньшее значение ошибки единицы веса σ_0 .

Коэффициент шкалы расстояний

В последних строках табл. 1–4 дано отношение значений первой производной угловой скоро-

сти вращения Галактики, найденной только с использованием собственных движений к найденной только по лучевым скоростям. Отношение этих величин, следуя работам Заболотских и др. (2002) и Расторгуева и др. (2017), называем коэффициентом шкалы расстояний $p = (\Omega'_0)_{V_i}/(\Omega'_0)_{V_r}$. Этот коэффициент является поправочным множителем

Таблица 3. Кинематические параметры, найденные по ОБ-звездам на основе всех трех условных уравнений (3)–(5), даны в верхней части таблицы; только по собственным движениям из каталога Gaia EDR3 на основе двух уравнений (4)–(5) даны в нижней части таблицы; расстояния до звезд фотометрические; N_* — количество использованных звезд, \bar{r} — средний радиус выборки

Параметры	$\sigma_r/r < 10\%$	$\sigma_r/r < 15\%$	$\sigma_r/r < 20\%$	$\sigma_r/r < 30\%$
N_*	9418	9628	9753	9793
\bar{r} , кпк	1.97	2.18	2.20	2.25
U_\odot , км/с	13.63 ± 0.17	13.87 ± 0.16	13.86 ± 0.16	13.96 ± 0.16
V_\odot , км/с	10.85 ± 0.31	11.50 ± 0.30	11.50 ± 0.29	11.52 ± 0.29
W_\odot , км/с	7.35 ± 0.16	6.95 ± 0.14	6.91 ± 0.15	6.94 ± 0.15
Ω_0 , км/с/кпк	31.05 ± 0.17	30.78 ± 0.16	30.75 ± 0.16	30.86 ± 0.16
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.349 ± 0.043	-4.181 ± 0.038	-4.169 ± 0.038	-4.180 ± 0.038
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.840 ± 0.020	0.749 ± 0.015	0.744 ± 0.015	0.744 ± 0.015
σ_0 , км/с	14.76	15.03	15.16	15.32
V_0 , км/с	251.5 ± 3.4	249.3 ± 3.3	249.1 ± 3.3	250.0 ± 3.4
U_\odot , км/с	9.63 ± 0.27	9.47 ± 0.25	9.40 ± 0.25	9.37 ± 0.25
V_\odot , км/с	9.93 ± 0.34	10.89 ± 0.32	11.00 ± 0.32	11.01 ± 0.32
W_\odot , км/с	7.45 ± 0.10	7.09 ± 0.10	7.05 ± 0.10	7.04 ± 0.10
Ω_0 , км/с/кпк	29.20 ± 0.18	28.91 ± 0.17	28.84 ± 0.17	28.80 ± 0.17
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.150 ± 0.046	-3.965 ± 0.040	-3.942 ± 0.040	-3.936 ± 0.040
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.795 ± 0.018	0.711 ± 0.014	0.703 ± 0.014	0.702 ± 0.014
σ_0 , км/с	9.56	9.77	9.80	9.82
V_0 , км/с	236.5 ± 3.3	234.1 ± 3.2	233.6 ± 3.2	233.3 ± 3.2
$(\Omega'_0)_{V_l}/(\Omega'_0)_{V_r}$	0.86 ± 0.01	0.86 ± 0.01	0.86 ± 0.01	0.86 ± 0.01

вида $p = r/r_{\text{true}}$, где r — используемые расстояния, а r_{true} — истинные расстояния, т.о., $r_{\text{true}} = r/p$. Ошибка коэффициента p вычислена на основе соотношения $\sigma_p^2 = (\sigma_{\Omega'_{0V_l}}/\Omega'_{0V_r})^2 + (\Omega'_{0V_l} \times \sigma_{\Omega'_{0V_r}}/\Omega'^2_{0V_r})^2$.

Значение $p = 0.86$, указанное в табл. 1, означает, что фотометрические расстояния Сяна и др. (2021) необходимо удлинить на 14%. Значение $p = 0.86$ подтверждается и результатами анализа собственных движений каталога Gaia EDR3 (табл. 3). Близкое к единице значение $p = 0.96$ –97, указанное в табл. 2, говорит об отсутствии необходимости удлинять шкалу расстояний, основанную на тригонометрических параллаксах каталога Gaia DR2. Не сильно отличаются от

единицы и значения $p = 0.93$ –92, указанные в табл. 4.

Эллипсоид остаточных скоростей ОБ-звезд

В результате МНК-решения системы условных уравнений вида (9)–(14) и последующего анализа определены дисперсии остаточных скоростей ОБ-звезд, вычисленные через корни векового уравнения (15):

$$\sigma_1 = 18.29 \pm 0.27 \text{ км/с}, \quad (21)$$

$$\sigma_2 = 11.75 \pm 0.29 \text{ км/с},$$

$$\sigma_3 = 8.06 \pm 0.17 \text{ км/с},$$

а ориентация этого эллипсоида такова

$$L_1 = 83.7 \pm 1.5^\circ, \quad B_1 = -1.0 \pm 0.6^\circ, \quad (22)$$

Таблица 4. Кинематические параметры, найденные по ОВ-звездам на основе всех трех условных уравнений (3)–(5), даны в верхней части таблицы; только по лучевым скоростям LAMOST на основе уравнения (3) даны в средней части таблицы; только по собственным движениям из каталога Gaia EDR3 на основе двух уравнений (4)–(5) даны в нижней части таблицы; расстояния до звезд вычислены на основе параллаксов из каталога Gaia EDR3; N_* — количество использованных звезд, \bar{r} — средний радиус выборки

Параметры	$\sigma_r/r < 10\%$	$\sigma_r/r < 15\%$	$\sigma_r/r < 20\%$	$\sigma_r/r < 30\%$
N_*	9880	10545	10711	10821
\bar{r} , кпк	2.10	2.20	2.22	2.22
U_\odot , км/с	13.60 ± 0.17	13.72 ± 0.17	13.70 ± 0.17	13.73 ± 0.16
V_\odot , км/с	11.20 ± 0.30	11.24 ± 0.30	11.40 ± 0.31	11.31 ± 0.31
W_\odot , км/с	7.75 ± 0.16	7.65 ± 0.15	7.60 ± 0.16	7.58 ± 0.15
Ω_0 , км/с/кпк	30.22 ± 0.17	30.16 ± 0.16	30.07 ± 0.16	30.09 ± 0.16
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.160 ± 0.040	-4.136 ± 0.039	-4.106 ± 0.039	-4.110 ± 0.039
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.744 ± 0.016	0.731 ± 0.015	0.720 ± 0.015	0.720 ± 0.015
σ_0 , км/с	15.20	15.45	15.43	15.43
V_0 , км/с	244.8 ± 3.3	244.3 ± 3.3	243.6 ± 3.3	243.7 ± 3.3
U_\odot , км/с	14.58 ± 0.28	14.73 ± 0.27	14.78 ± 0.27	14.80 ± 0.27
V_\odot , км/с	11.65 ± 0.58	11.58 ± 0.58	11.65 ± 0.58	11.64 ± 0.58
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.431 ± 0.096	-4.444 ± 0.092	-4.439 ± 0.092	-4.437 ± 0.092
Ω''_0 , км/с/кпк ³	1.088 ± 0.063	1.093 ± 0.057	1.087 ± 0.057	1.083 ± 0.056
σ_0 , км/с	21.00	22.39	22.48	22.47
U_\odot , км/с	9.67 ± 0.28	9.53 ± 0.27	9.37 ± 0.27	9.42 ± 0.27
V_\odot , км/с	9.84 ± 0.34	10.09 ± 0.33	10.13 ± 0.33	9.99 ± 0.33
W_\odot , км/с	7.89 ± 0.11	7.75 ± 0.11	7.72 ± 0.11	7.68 ± 0.10
Ω_0 , км/с/кпк	29.12 ± 0.18	29.02 ± 0.17	28.92 ± 0.17	28.97 ± 0.17
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.139 ± 0.044	-4.085 ± 0.041	-4.064 ± 0.041	-4.079 ± 0.041
Ω''_0 , км/с/кпк ³	0.756 ± 0.016	0.732 ± 0.014	0.726 ± 0.014	0.729 ± 0.014
σ_0 , км/с	10.22	10.36	10.40	10.45
V_0 , км/с	236.0 ± 3.2	235.1 ± 3.2	234.3 ± 3.2	234.6 ± 3.2
$(\Omega'_0)_{V_i}/(\Omega'_0)_{V_r}$	0.93 ± 0.01	0.92 ± 0.01	0.92 ± 0.01	0.92 ± 0.01

$$L_2 = 173.7 \pm 3.5^\circ, \quad B_2 = -1.8 \pm 1.0^\circ,$$

$$L_3 = 144.2 \pm 1.5^\circ, \quad B_3 = 88.0 \pm 2.0^\circ.$$

Очевидно (см. рис. 2), что ориентация первых двух осей обусловлена особенностями выборки, в частности отсутствием звезд в четвертом квадранте. Интересно отметить значение $B_3 = 88.0 \pm 2.0^\circ$, что в пределах неопределенности уровня 1σ говорит

об отсутствии значительных неучтенных возмущений, так как третья ось практически направлена в северный полюс Галактики. Для ОВ-звезд здесь были использованы фотометрические расстояния ($\sigma_r/r < 10\%$), лучевые скорости LAMOST и собственные движения из каталога Gaia EDR3.

Применение лучевых скоростей увеличивает дисперсию пространственных скоростей и приво-

дит к смещенной оценке значения скорости U_{\odot} . Мы повторили анализ остаточных скоростей ОБ-звезд без использования их лучевых скоростей. По-прежнему здесь используем фотометрические расстояния ОБ-звезд и собственные движения из каталога Gaia EDR3. Теперь ищем МНК-решение системы только трех условных уравнений вида (9)–(11). В итоге найдены следующие дисперсии остаточных скоростей ОБ-звезд:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 14.98 \pm 0.08 \text{ км/с}, \\ \sigma_2 &= 8.86 \pm 0.05 \text{ км/с}, \\ \sigma_3 &= 7.58 \pm 0.04 \text{ км/с},\end{aligned}\quad (23)$$

и параметры ориентации этого эллипсоида

$$\begin{aligned}L_1 &= 80.2 \pm 0.1^\circ, & B_1 &= +8.9 \pm 0.1^\circ, \\ L_2 &= 170.2 \pm 0.1^\circ, & B_2 &= +0.1 \pm 0.1^\circ, \\ L_3 &= 260.8 \pm 0.1^\circ, & B_3 &= 81.1 \pm 0.1^\circ.\end{aligned}\quad (24)$$

Видим, что по сравнению с результатами (21) и (22) уменьшились значения дисперсий $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, существенно уменьшились ошибки определения всех параметров. Кроме того, здесь имеют место значимо отличающиеся от нуля величины B_1 и B_3 . По нашему мнению, в решениях (21)–(22) из-за больших ошибок определения параметров тонкости ориентации эллипсоида скоростей могут быть заматы. Параметры (24) показывают, что эллипсоид остаточных скоростей ОБ-звезд наклонен к плоскости Галактики. Такой наклон может быть связан с какими-либо возмущениями в вертикальном направлении. Но, скорее всего, здесь сказывается неоднородное пространственное распределение звезд (рис. 2).

ОБСУЖДЕНИЕ

В работе Бобылева, Байковой (2019) была проанализирована кинематика ОБ-звезд с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2. Отбор этих ОБ-звезд осуществлен в работе Сюя и др. (2018). По 5335 ОБ-звездам, к параллаксам которых нами была прибавлена поправка $\Delta\pi = 0.050$ мсд, из решения только уравнений вида (4) найдены $(U_{\odot}, V_{\odot}) = (6.53, 7.27) \pm (0.24, 0.31)$ км/с, а также: $\Omega_0 = 29.70 \pm 0.11$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.035 \pm 0.031$ км/с/кпк², $\Omega''_0 = 0.620 \pm 0.014$ км/с/кпк³, где ошибка единицы веса составила $\sigma_0 = 12.33$ км/с, а линейная скорость вращения Галактики на солнечном расстоянии $V_0 = 237.6 \pm 4.5$ км/с (для принятого значения $R_0 = 8.0 \pm 0.15$ кпк). Сравнение одноименных параметров этого решения с теми, что даны в нижней части табл. 2, говорит об отличном их согласии. Это неудивительно, так как

выборки отличаются в основном способом учета систематической поправки к тригонометрическим параллаксам каталога Gaia DR2.

Отметим работу Бобылева, Байковой (2022), где по собственным движениям 9720 ОБ-звезд найдены компоненты групповой скорости $(U, V, W)_{\odot} = (7.21, 7.46, 8.52) \pm (0.13, 0.20, 0.10)$ км/с, а также $\Omega_0 = 29.712 \pm 0.062$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.014 \pm 0.018$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.674 \pm 0.009$ км/с/кпк³. По собственным движениям этих ОБ-звезд определены дисперсии остаточных скоростей $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = (11.79, 9.66, 7.21) \pm (0.06, 0.05, 0.04)$ км/с, и показано, что первая ось этого эллипсоида слегка отклонена от направления на центр Галактики $L_1 = 12.4 \pm 0.1^\circ$, а третья ось направлена практически точно на северный полюс Галактики, $B_3 = 87.7 \pm 0.1^\circ$. Была использована выборка ОБ2-звезд из работы Сюя и др. (2021) с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia EDR3.

Наиболее интересно отметить решение, найденное в работе Бобылева, Байковой (2022) по 1726 ОБ2-звездам с лучевыми скоростями и собственными движениями: $(U, V, W)_{\odot} = (7.17, 10.03, 8.15) \pm (0.30, 0.35, 0.29)$ км/с, $\Omega_0 = 29.22 \pm 0.19$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -3.885 \pm 0.042$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.685 \pm 0.031$ км/с/кпк³, где $\sigma_0 = 12.2$ км/с. Здесь были использованы значения лучевых скоростей, которые скопированы Сюем и др. (2021) из электронной базы SIMBAD¹. При решении только уравнения (3), так же как и в настоящей работе, ошибка единицы веса составляет около 25 км/с. Сравнение параметров этого решения, например, с теми, что указаны в первой колонке верхней части табл. 4, говорит о том, что использование лучевых скоростей из каталога LAMOST в совместном решении приводит к смещению оценки скорости U_{\odot} примерно на 6 км/с.

Мы провели модельное удлинение шкалы фотометрических расстояний. Результаты отражены на рис. 5, где даны расстояния до ОБ-звезд, вычисленные через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3, в зависимости от фотометрических с разным коэффициентом p . Анализ рисунка показывает, что лучшее согласие между фотометрическими расстояниями и тригонометрической шкалой каталога Gaia EDR3 достигается при увеличении фотометрических расстояний на 10% (рис. 5а). Таким образом, имеем принципиальное согласие между анализом собственных движений и лучевых скоростей (табл. 1 и 3) и непосредственным сравнением расстояний (рис. 5), которое

¹<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

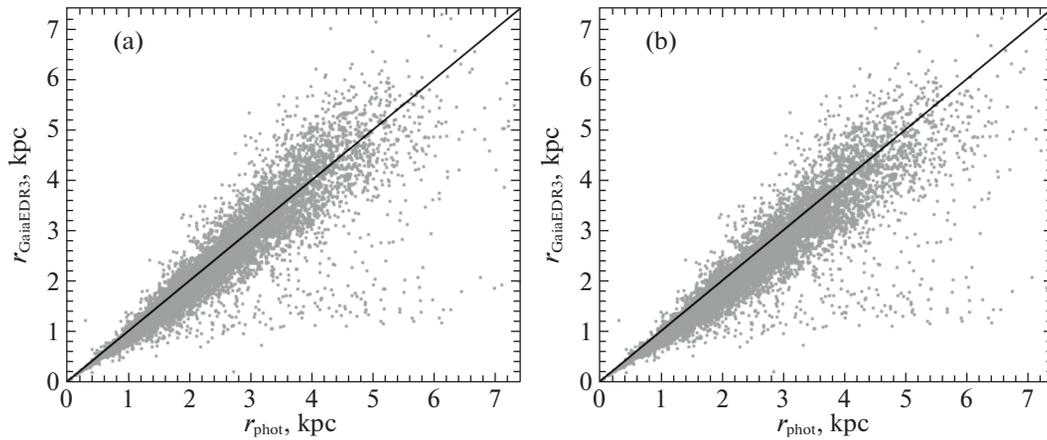


Рис. 5. Расстояния r до ОВ-звезд, вычисленные через тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3, в зависимости от фотометрических, увеличенных на 10% (а), и расстояния, вычисленные через параллаксы каталога Gaia EDR3, в зависимости от фотометрических, увеличенных на 15% (б), на каждой панели дана диагональная линия совпадения.

показывает необходимость удлинения фотометрических расстояний Сяна и др. (2021) примерно на 10%.

При анализе рис. 5 по умолчанию полагалось, что шкала расстояний каталога Gaia EDR3 точна. Однако известно, что относительно инерциальной системе координат тригонометрические параллаксы Gaia EDR3 имеют небольшое смещение $\Delta\pi$, значение которой колеблется от -0.015 мсек. дуги (Гроеневаген, 2021) до -0.039 мсек. дуги (Зинн, 2021). Такую поправку необходимо добавлять к измеренным параллаксам, поэтому истинные расстояния до звезд должны уменьшиться. Значение поправки сильно зависит от звездной величины, простыми методами полностью она не исключается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена кинематика большой выборки ОВ-звезд, для которых в работе Сяна и др. (2021) были определены фотометрические расстояния по данным в ближнем инфракрасном диапазоне. Мы отождествили около 15 000 ОВ-звезд с каталогом Gaia EDR3. В итоге проанализированы ОВ-звезды, для которых имеются фотометрические оценки расстояний, лучевые скорости из каталога LAMOST, тригонометрические параллаксы и собственные движения из каталогов Gaia DR2 и Gaia EDR3. При этом основная наша выборка содержит примерно 10 000 одиночных ОВ-звезд с относительными ошибками определения их расстояний менее 10%. В настоящей работе были рассмотрены ОВ-звезды, расположенные не далее 5 кпк от Солнца, со средним расстоянием около 2 кпк.

Показано, что при поиске кинематических параметров использование лучевых скоростей приводит к значительному увеличению дисперсии пространственных скоростей. Это, например, приводит к смещенной (на ≈ 3 км/с) оценке значения скорости U_{\odot} . Среднее же значение дисперсии остаточных скоростей ОВ-звезд, вычисленное только по лучевым скоростям, составляет около 22 км/с, что примерно в два раза превышает аналогичное значение, найденное по их собственным движениям. Поэтому оценку параметров вращения Галактики выгоднее проводить только по собственным движениям из каталога Gaia.

Наиболее интересным мы считаем решение, полученное по одиночным ОВ-звездам без использования лучевых скоростей — с фотометрическими расстояниями и собственными движениями из каталога Gaia EDR3. В этом решении найдены скорости $(U_{\odot}, V_{\odot}, W_{\odot}) = (9.63, 9.93, 7.45) \pm (0.27, 0.34, 0.10)$ км/с, а также: $\Omega_0 = 29.20 \pm 0.18$ км/с/кпк, $\Omega'_0 = -4.150 \pm 0.046$ км/с/кпк² и $\Omega''_0 = 0.795 \pm 0.018$ км/с/кпк³, где ошибка единицы веса составила $\sigma_0 = 9.56$ км/с и $V_0 = 236.5 \pm 3.3$ км/с (для принятого расстояния $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк). Эллипсоид остаточных скоростей этих ОВ-звезд имеет следующие значения главных осей: $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = (15.13, 9.69, 7.98) \pm (0.07, 0.05, 0.04)$ км/с, эллипсоид наклонен к галактической плоскости.

Рассмотрены три шкалы расстояний: а) фотометрические расстояния Сяна и др. (2021), б) тригонометрические параллаксы каталога Gaia DR2 и в) тригонометрические параллаксы каталога Gaia EDR3. Показано, что фотометрические расстояния и расстояния, вычисленные на основе параллаксов каталога Gaia EDR3, находятся в

хорошем согласии вплоть до расстояний от Солнца 4–5 кпк. Различные методы анализа шкал показали, что фотометрические расстояния Сяна и др. (2021) необходимо удлинить примерно на 10%.

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бил, Овенден (J. Byl and M.W. Ovenden), *Astrophys. J.* **225**, 496 (1978).
2. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **44**, 739 (2018) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **44**, 676 (2018)].
3. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **45**, 379 (2019) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **45**, 331 (2019)].
4. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **98**, 497 (2021) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Rep.* **65**, 498 (2021)].
5. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **99**, 267 (2022) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Rep.* **66**, No. 4 (2022)].
6. Бранхэм (R.L. Branham), *Astrophys. J.* **570**, 190 (2002).
7. Бранхэм (R.L. Branham), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370**, 1393 (2006).
8. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
9. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevely, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, 1 (2021).
10. Вегнер (W. Wegner), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **319**, 771 (2000).
11. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **38**, 776 (2012) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **38**, 694 (2012)].
12. Гроеневерген (M.A.T. Groenewegen), *Astron. Astrophys.* **654**, A20 (2021).
13. Дамбис А.К., Мельник А.М., Расторгуев А.С., Письма в Астрон. журн. **27**, 68 (2001) [A.K. Dambis, et al., *Astron. Lett.* **27**, 58 (2001)].
14. Жоржелен, Жоржелен (Y.M. Georgelin and Y.P. Georgelin), *Astron. Astrophys.* **49**, 57 (1976).
15. Жу (Z. Zhu), *Chin. J. Astron. Astrophys.* **6**, 363 (2006).
16. Заал и др. (P.A. Zaal, A. de Koter, and L.B.F.M. Waters), *Astron. Astrophys.* **366**, 241 (2001).
17. Заболотских М.В., Расторгуев А.С., Дамбис А.К., Письма в Астрон. журн. **28**, 516 (2002) [M.V. Zabolotskikh, et al., *Astron. Lett.* **28**, 454 (2002)].
18. де Зев и др. (P.T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, and J.H.J. de Bruijne), *Astron. J.* **117**, 354 (1999).
19. Зинн (J.C. Zinn), *Astron. J.* **161**, 214 (2021).
20. Лю и др. (Z. Liu, W. Cui, C. Liu, Y. Huang, G. Zhao, and B. Zhang), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **241**, 32 (2019).
21. Маис-Апельянис и др. (J. Maiz Apellániz, N.R. Walborn, H.A. Galué, and L.H. Wei), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **151**, 103 (2004).
22. Маис-Апельянис и др. (J. Maiz Apellániz, A. Sota, J.I. Arias, R.H. Barbá, N.R. Walborn, S. Simón-Díaz, I. Negueruela, A. Marco, J.R.S. Leão, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **224**, 4 (2016).
23. Мельник, Дамбис (A.M. Mel'nik and A.K. Dambis), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **400**, 518 (2009).
24. Мельник, Дамбис (A.M. Mel'nik and A.K. Dambis), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **472**, 3887 (2017).
25. Мельник, Дамбис (A.M. Melnik and A.K. Dambis), *Astrophys. Space Science* **365**, 112 (2020).
26. Миямото, Жу (M. Miyamoto and Z. Zhu), *Astron. J.* **115**, 1483 (1998).
27. Ogorodnikov K.F., *Dynamics of stellar systems* (Oxford: Pergamon, ed. Beer, A. 1965).
28. Оорт (J.H. Oort), *Bull. Astron. Inst. Netherland.* **3**, 275 (1927).
29. Пискунов и др. (A.E. Piskunov, N.V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), *Astron. Astrophys.* **445**, 545 (2006).
30. Попова М.Э., Локтин А.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 743 (2005) [M.E. Popova, A.V. Loktin, *Astron. Lett.* **31**, 663 (2005)].
31. Прусти и др., (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Biermann, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, 1 (2016).
32. Расторгуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрофиз. Бюллетень **72**, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., *Astrophys. Bulletin* **72**, 122 (2017)].
33. Рид (B.C. Reed), *PASP* **107**, 907 (1995).
34. Руссейль (D. Russeil), *Astron. Astrophys.* **397**, 133 (2003).
35. Сота и др. (A. Sota, J. Maiz Apellániz, N.R. Walborn, E.J. Alfaro, R.H. Barbá, N.I. Morrell, R.C. Gamen, and J.I. Arias), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **193**, 24 (2011).
36. Скиф (B.A. Skiff), *VizieR Online Data Catalog*, В/мк (2014).
37. Сюй и др. (Y. Xu, S.B. Bian, M.J. Reid, J.J. Li, B. Zhang, Q.Z. Yan, T.M. Dame, K.M. Menten, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, L15 (2018).
38. Сюй и др. (Y. Xu, L.G. Hou, S. Bian, C.J. Hao, D.J. Liu, J.J. Li, and Y.J. Li), *Astron. Astrophys.* **645**, L8 (2021).
39. Сян и др. (M.-S. Xiang, X.-W. Liu, H.-B. Yuan, Z.-Y. Huo, Y. Huang, C. Wang, B.-Q. Chen, J.-J. Ren, et al.), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **467**, 1890 (2017).
40. Сян и др. (M. Xiang, H.-W. Rix, Y.-S. Ting, E. Zari, K. El-Badry, H.-B. Yuan, and W.-Y. Cui), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 22 (2021).

41. Тецлаф и др. (N. Tetzlaff, R. Neuhäuser, and M.M. Hohle), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410**, 190 (2011).
42. Торра и др. (J. Torra, D. Fernández, and F. Figueras), *Astron. Astrophys.* **359**, 82 (2000).
43. Уемура и др. (M. Uemura, H. Ohashi, T. Hayakawa, E. Ishida, T. Kato, and R. Hirata), *Publ. Astron. Soc. Japan* **52**, 143 (2000).
44. Фернандес и др. (D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra), *Astron. Astrophys.* **372**, 833 (2001).
45. Фрогель, Стотерс (J.A. Frogel and R. Stothers), *Astron. J.* **82**, 890 (1977).
46. Чен и др. (B.-Q. Chen, Y. Huang, L.-G. Hou, H. Tian, G.-X. Li, H.-B. Yuan, H.-F. Wan, C. Wang, et al.), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **487**, 1400 (2019).
47. Цуй и др. (X.-Q. Cui, Y.-H. Zhao, Y.-Q. Chu, G.-P. Li, Q. Li, L.-P. Zhang, H.J. Su, Z.-Q. Yao, et al.), *Research Astron. Astrophys.* **12**, 1197 (2012).
48. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

ИЗМЕНЕНИЕ ПРИРОДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО КОНТИНУУМА И СТАБИЛЬНОСТЬ ЦИКЛОТРОННОЙ ЛИНИИ В РЕНТГЕНОВСКОМ ПУЛЬСАРЕ GRO J2058+42

© 2022 г. А. С. Горбан^{1,2*}, С. В. Мольков¹,
С. С. Цыганков^{3,1}, А. А. Муштуков^{4,1}, А. А. Лутовин^{1,2}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²НИУ “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

³Университет Турку, факультет физики и астрономии, Турку, Финляндия

⁴Лейденская обсерватория, Лейденский университет, Лейден, Нидерланды

Поступила в редакцию 01.02.2022 г.

После доработки 01.03.2022 г.; принята к публикации 02.03.2022 г.

Представлены результаты исследования транзиентного рентгеновского пульсара GRO J2058+42 в широком диапазоне энергий в состоянии со светимостью $L_x \simeq 2.5 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} . В ходе работы было обнаружено, что профиль импульса источника, так же как и доля пульсирующего излучения, значительно изменились по сравнению с предыдущими наблюдениями обсерватории NuSTAR, выполненными когда пульсар был примерно в 10 раз ярче. Положение циклотронной линии на энергии ~ 10 кэВ в узкой фазовой области согласуется с наблюдениями в высоком состоянии. Спектральный анализ показал, что при высоких светимостях $L_x \simeq (2.7 - 3.2) \times 10^{37}$ эрг с^{-1} спектр имеет типичную для аккрецирующих пульсаров форму, в то время как при падении светимости примерно на порядок, до $L_x \simeq 2.5 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} , для описания спектра необходимо использование двухкомпонентной модели. Указанное поведение вписывается в модель, в рамках которой низкоэнергетическая часть спектра образуется в горячем пятне, а высокоэнергетическая — в результате резонансного комптоновского рассеяния на падающем веществе в аккреционном канале над поверхностью нейтронной звезды.

Ключевые слова: GRO J2058+42, X-гау источники, аккреция, магнитное поле.

DOI: 10.31857/S0320010822040027

ВВЕДЕНИЕ

Транзиентный рентгеновский пульсар GRO J2058+42 впервые был обнаружен во время гигантской вспышки в сентябре 1995 г. с помощью инструмента BATSE, входящего в состав орбитальной обсерватории Compton Gamma Ray Observatory (Уилсон и др., 1995). Вспышка второго типа (яркие вспышки в рентгеновских В α -системах, которые не зависят от орбитальной фазы двойной системы с пиковой светимостью, достигающей эддингтоновского предела для нейтронной звезды) длилась около 46 дней, за время которой период пульсаций потока от источника уменьшился со 198 до 196 с. Максимальный поток от пульсара во время вспышки составил около 300 мКраб в диапазоне энергий 20–100 кэВ. После основной вспышки источник оставался активным примерно два года, демонстрируя серию более

слабых всплесков первого типа (более слабые вспышки, связанные с прохождением нейтронной звездой периастра двойной системы) с максимальным пульсирующим потоком 10–15 мКраб (20–50 кэВ) и с интервалами между ними около 110 дней, интерпретируемыми как орбитальный период двойной системы. Небольшие повышения яркости до ~ 8 мКраб наблюдались также между основными вспышками (Уилсон и др., 1995). Эти вспышки были подтверждены инструментом RXTE/ASM и указывали на возможный более короткий орбитальный период в 55 дней (Корбет и др., 1997; Уилсон и др., 2005).

После указанного периода активности GRO J2058+42 перешел в спокойное состояние и не проявлял вспышечной активности в рентгеновском диапазоне до 22 марта 2019 г., когда Burst Alert Telescope (BAT) на борту обсерватории Swift им. Н. Джерельса (Джерельс и др., 2004) и Gamma-ray Burst Monitor (Миган

*Электронный адрес: gorbana@iki.rssi.ru

Таблица 1. Наблюдения GRO J2058+42, используемые в настоящей работе

Телескоп	Дата	ObsID	Экспозиция, кс
NuSTAR	25.03.2019 (MJD 58567)	90501313002	20
NuSTAR	28.08.2019 (MJD 58723)	90501336002	38
Swift/XRT	28.08.2019 (MJD 58723)	00088982001	2

и др., 2009) обсерватории Fermi зафиксировали новую гигантскую вспышку излучения (Бартельми и др., 2019; Малакария и др., 2019) с пиком светимости, аналогичным предыдущей вспышке, произошедшей в 1995 г. Во время этой вспышки источник наблюдался орбитальными обсерваториями Swift, NICER, Fermi, также было проведено два наблюдения обсерваторией NuSTAR вблизи максимума светимости пульсара.

Периодические вспышки излучения, следующие за гигантской вспышкой, указывают на то, что звездой-компаньоном в системе является звезда класса Ве. Более точно оптический компаньон был установлен с помощью оптической фотометрии и спектроскопии (Рэйг и др., 2005) и был отождествлен со звездой класса O9.5-B0IV-Ве, расположенной на расстоянии 9 ± 1 кпк. Расстояние до системы $8_{-1.2}^{+0.9}$ кпк (далее будет использоваться для расчетов) было уточнено по данным телескопа Gaia (Арнасон и др., 2021).

Используя данные обсерватории NuSTAR, полученные во время вспышки II типа в 2019 г., Мольков и др. (2019) обнаружили линию циклотронного поглощения в спектре источника на энергии около 10 кэВ и две ее высшие гармоники около 20 и 30 кэВ, регистрируемые, однако, только в узком интервале фаз вращения пульсара. Эти измерения позволили оценить напряженность магнитного поля нейтронной звезды в системе около $\sim 10^{12}$ Гс. Анализ данных обсерватории AstroSat подтвердил наличие циклотронной линии и двух ее гармоник в спектре GRO J2058+42 (Мукерджи и др., 2020) так же, как и значительные вариации их параметров с фазой пульсаций. Кроме того, авторам удалось обнаружить квазипериодические пульсации на частоте 0.09 Гц в спектре мощности источника.

Для того чтобы исследовать свойства пульсара при низких темпах аккреции (см., например, обзор Цыганкова и др., 2017, свойства пульсаров Ве-системах), нами было заказано еще одно наблюдение обсерватории NuSTAR, которое проводилось примерно через 150 дней после максимума основной вспышки. В результате от источника был зарегистрирован поток $F_3 = (3.3_{-2.8}^{+0.4}) \times 10^{-10}$ эрг см⁻²

с⁻¹ в энергетическом диапазоне 3–79 кэВ, что примерно на порядок ниже по сравнению с потоками, зарегистрированными от источника во время двух первых наблюдений обсерватории NuSTAR: $F_1 = (3.6 \pm 0.1) \times 10^{-9}$ эрг см⁻² с⁻¹ и $F_2 = (4.3 \pm 0.1) \times 10^{-9}$ эрг см⁻² с⁻¹ (Мольков и др., 2019).

Данная работа посвящена изучению характеристик пульсара в низком состоянии и их сравнению с ранее полученными для яркого состояния.

НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Наблюдение источника GRO J2058+42 в состоянии с низкой светимостью было проведено 28 августа 2019 г. (MJD 58723) с экспозицией около 38 кс (ObsID 90501336002). Для исследования спектральных и временных характеристик пульсара в широком энергетическом диапазоне наблюдение было выполнено одновременно обсерваториями NuSTAR и Swift.

Обсерватория NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope ARray) чувствительна к рентгеновскому излучению в диапазоне энергий от 3 до 79 кэВ, регистрируя его с помощью двух совмещенных идентичных рентгеновских телескопов (FPMa и FPMb), имеющих энергетическое разрешение около 400 эВ на энергии 10 кэВ (Харрисон и др., 2013). Данные обрабатывались в соответствии со стандартными процедурами обработки и стандартного программного обеспечения анализа данных NuSTAR (NuSTARDAS v1.9.7), поставляемого в рамках пакета HEASOFT v6.29 с версией калибровок CALDB v20211202. Первичная обработка данных выполнялась с помощью процедуры NUPipeline, далее мы использовали NUPRODUCTS для получения энергетических спектров источника и его кривых блеска. Данные двух модулей для источника были извлечены из круговых областей радиусом 50'', центрированных на источник. Фоновая область, радиус которой составил также 50'', была извлечена на том же чипе. Для сравнения свойств пульсара в состояниях с разной интенсивностью в данной работе также использовались данные наблюдения NuSTAR, выполненного 25 марта 2019 г. (ObsID 90501313002) с экспозицией около 20 кс (табл. 1), фоновый

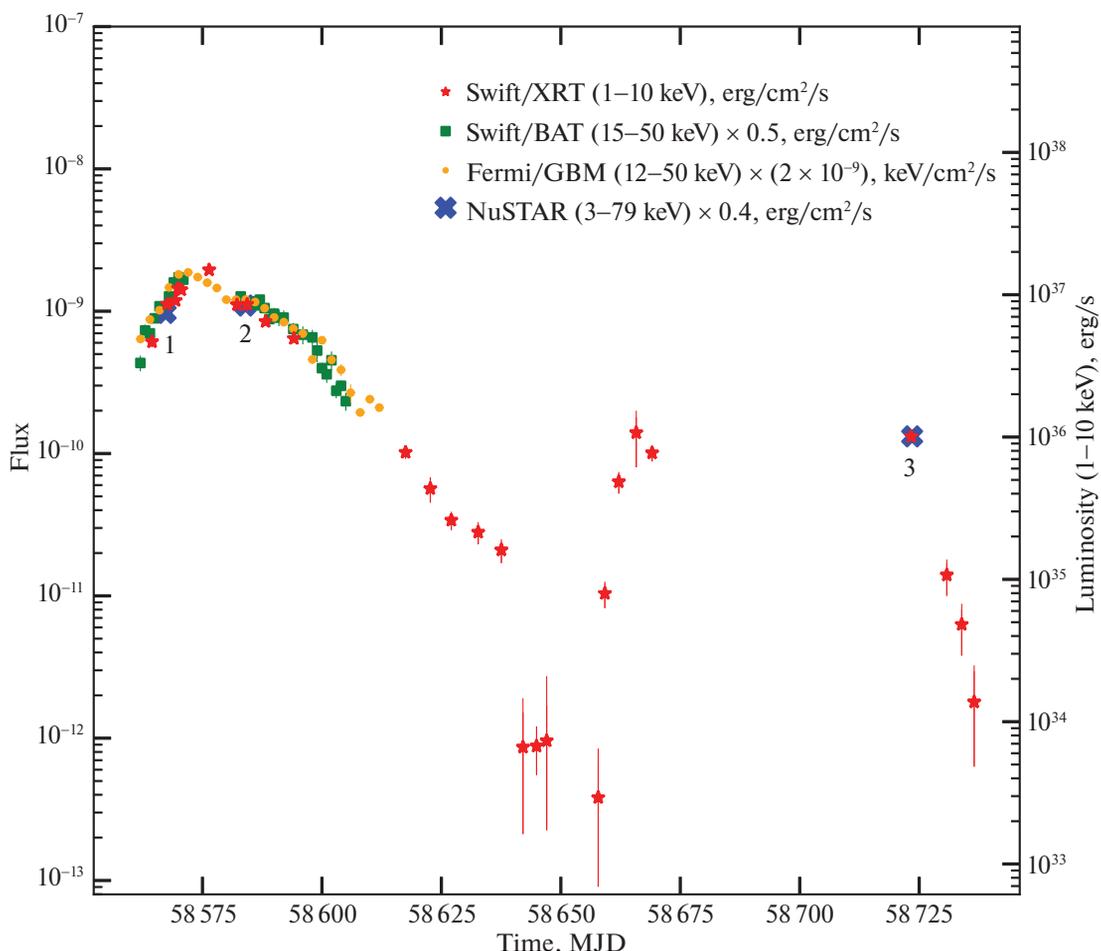


Рис. 1. Кривая блеска рентгеновского пульсара GRO J2058+42 в нескольких диапазонах энергии по данным разных инструментов. Потоки, измеренные разными приборами, приведены в разных единицах и перенормированы для большей наглядности (см. вставку). Цифрами отмечены наблюдения NuSTAR. Шкала справа показывает соответствующую светимость, предполагая расстояние до системы 8 кпк. На данном изображении светимость представлена в диапазоне энергий 1–10 кэВ для наглядности профиля кривой блеска.

спектр извлекался на соседнем чипе, так как источник был очень яркий. Фотоны от источника и фона извлекались из круговых областей радиусом 70".

Чтобы расширить диапазон энергий, были добавлены спектральные данные наблюдения GRO J2058+42, проведенного телескопом Swift/XRT в диапазоне 0.3–10 кэВ одновременно с наблюдением NuSTAR 28 августа 2019 г. (ObsID 00088982001) с экспозицией 2 кс. Спектры источника были получены с помощью онлайн-инструментов (Эванс и др., 2009), предоставленных UK Swift Science Data Centre при Университете Лестера.¹ В работе использовались данные, полученные в режиме счета фотонов (Photon Counting, PC). Для спектрального анализа с использованием χ^2 статистики все полученные

энергетические спектры были сгруппированы по 25 отсчетов на канал. Аппроксимация спектров проводилась в пакете XSPEC v12.12.0 (Арно и др., 1999).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Несколько наблюдений GRO J2058+42, выполненных обсерваторией NuSTAR во время его вспышечной активности в 2019 г., позволили нам провести детальный сравнительный анализ временных и спектральных свойств пульсара в состояниях с темпом аккреции, различающимся примерно в 10 раз: светимость в ярком состоянии $L_x \simeq 2.7 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} (ObsID 90501313002), в низком $L_x \simeq 2.5 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} (ObsID 90501336002) (здесь и далее используются значения для энергетического диапазона 3–79 кэВ). Кривая блеска, полученная по данным разных инструментов, приведена на рис. 1.

¹http://www.swift.ac.uk/user_objects/

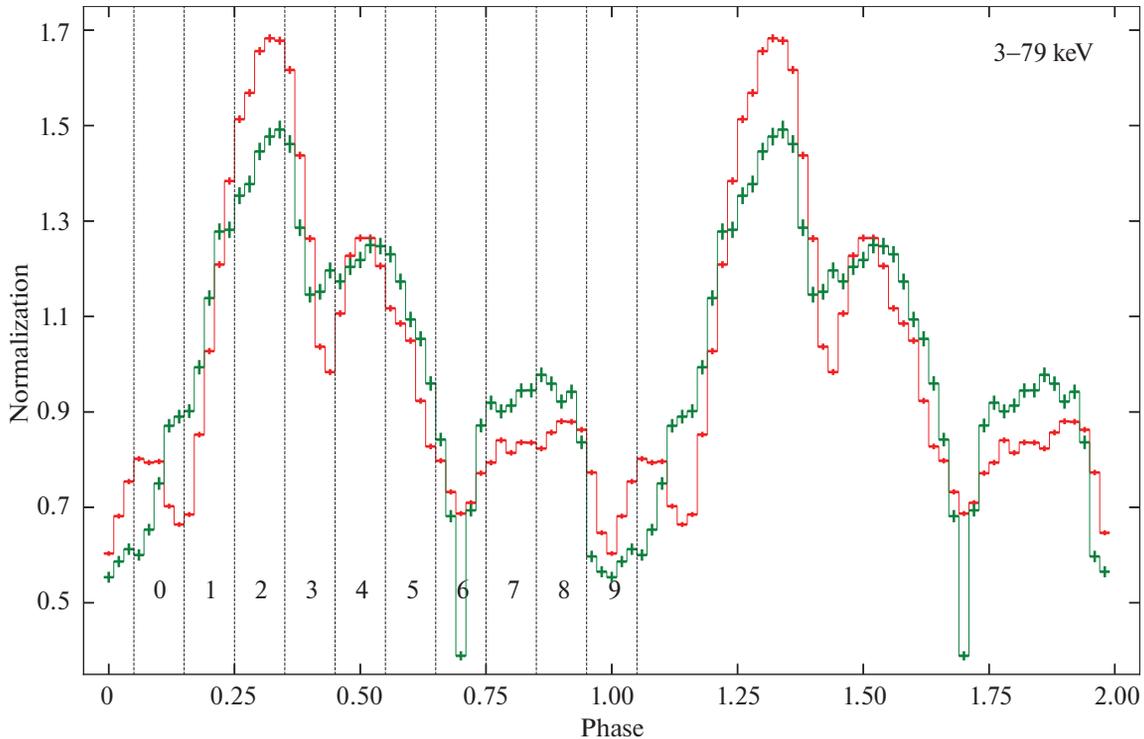


Рис. 2. Профили импульса GRO J2058+42 в широком диапазоне энергий 3–79 кэВ по данным обсерватории NuSTAR. Красным цветом показано наблюдение в ярком состоянии, выполненное 25 марта 2019 г. (ObsID: 90501313002), зеленым — наблюдение 28 августа 2019 г. (ObsID: 90501336002).

Временной анализ излучения GRO J2058+42

Для временного анализа данных обсерватории NuSTAR времена прихода фотонов были сначала скорректированы на барицентр Солнечной системы с помощью стандартных инструментов пакета HEASOFT. В связи с отсутствием хорошо измеренных параметров орбиты двойной системы коррекция времени прихода фотонов на орбитальное движение нейтронной звезды не проводилась. Все кривые блеска были получены с временным разрешением 0.1 с, затем из них вычитался фон и кривые блеска двух модулей объединялись с помощью инструмента lsmath (FTOOLS V6.29). Далее с помощью метода наложения эпох, реализованного в программе efsrch из пакета HEASOFT, был определен период пульсаций излучения, который в низком состоянии составил 193.375 ± 0.001 с. Погрешность на значение периода была оценена с помощью моделирования кривой блеска методом Монте-Карло, описанном в работе Болдина и др. (2013).

Используя определенное выше значение периода пульсаций, был получен профиль импульса GRO J2058+42 в широком диапазоне энергий 3–79 кэВ и проведено его сравнение с профилем импульса в ярком состоянии (рис. 2). На рисунке видно, что профиль импульса несколько изменился

по сравнению с наблюдениями на высоких светимостях. Основные различия в профилях приходятся на четко выраженный главный пик: в ярком состоянии на фазах 0.25–0.35 его относительная интенсивность значительно больше, чем в низком состоянии. В то же время в низком состоянии появляется ярко выраженный глубокий узкий минимум на фазах 0.65–0.75. Также в ярком состоянии на фазе 0.1 присутствует дополнительный пик, возможно связанный с более сложной структурой эмиссионных областей на поверхности нейтронной звезды.

На следующем этапе были извлечены кривые блеска источника по данным обоих модулей обсерватории NuSTAR в энергетических диапазонах 3–5, 5–7, 7–9, 9–11, 11–15, 15–19, 19–23, 23–29, 29–41 и 41–79 кэВ. На рис. 3 приведены полученные фазовые кривые блеска источника. Видно, что профиль импульса существенно изменяется с энергией. В диапазоне энергий от 3 до ~ 10 кэВ в профиле видны четыре отдельных пика на фазах 0.1, 0.3, 0.6, как и в ярком состоянии (Мольков и др., 2019), также в низком состоянии просматривается широкой пик около фазы 0.7–0.9. По мере увеличения энергии пик на фазе 0.3 расширяется, как и в ярком состоянии, пик на фазе 0.7–0.9 сохраняется на всех энергиях до ~ 40 кэВ. На более высоких энергиях вторичный пик исчезает,

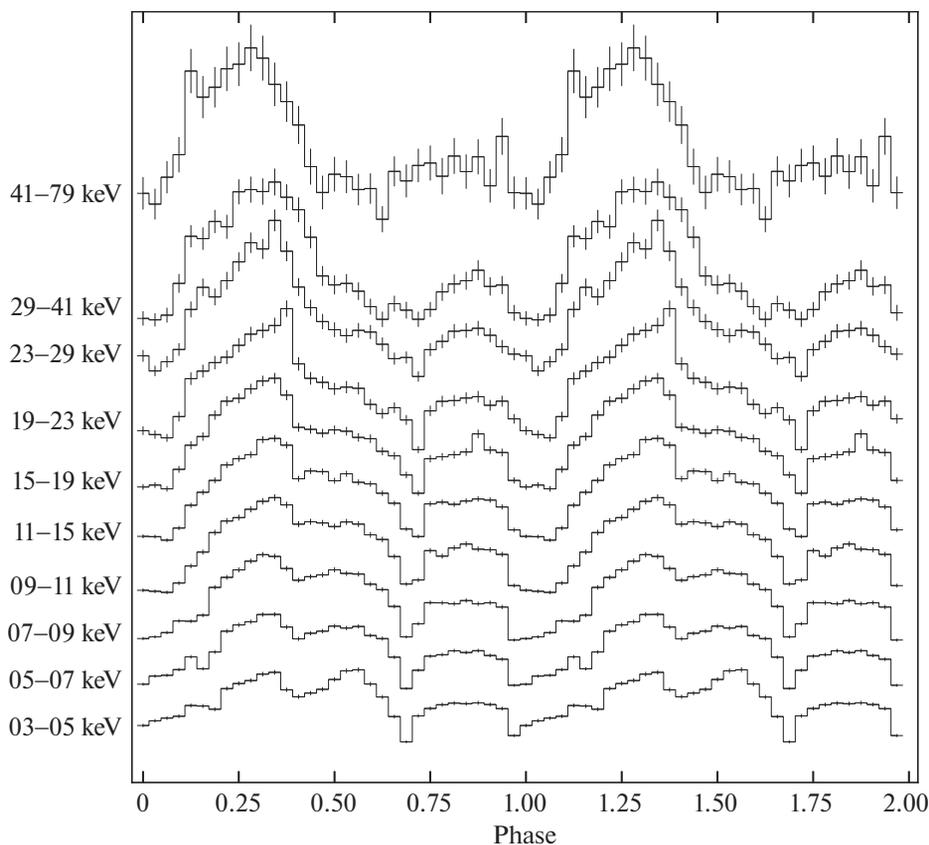


Рис. 3. Профили импульса GRO J2058+42 в низком состоянии в десяти энергетических диапазонах, полученные по данным обсерватории NuSTAR в августе 2019 г. Профили смещены по оси Y для наглядности.

что приводит к появлению относительно плоского участка в широком диапазоне фаз 0.5–1.0. Данная форма профиля импульса наблюдалась и в предыдущих работах на энергиях 20–70 кэВ (Уилсон и др., 1998).

Нами была построена зависимость доли пульсирующего излучения от энергии для обоих используемых в работе наблюдений обсерватории NuSTAR. Доля пульсирующего излучения определялась как отношение $(F_{\max} - F_{\min}) / (F_{\max} + F_{\min})$, где F_{\max} и F_{\min} — максимальный и минимальный поток в профиле импульса, состоящем из 20 бинов соответственно. Согласно полученным результатам (рис. 4), доля пульсирующего излучения пульсара в обоих состояниях увеличивается с ростом энергии, что типично для большинства рентгеновских пульсаров (Лутовинов, Цыганков, 2009). Однако данный рост происходит не монотонно. В частности, в ярком состоянии (красные точки) явно видна особенность в районе 10 кэВ, где находится линия циклотронного поглощения. В низком состоянии (синие точки) на этой энергии также виден слом зависимости. Особенности на энергиях, соответствующих высшим гармоникам линии, не видны из-за недостаточной статистики и большой ширины энергетических каналов. Важно отметить,

что наличие подобных особенностей в доле пульсирующего излучения в районе циклотронной энергии было показано раньше для ряда рентгеновских пульсаров (Цыганков и др., 2007, 2010; Лутовинов, Цыганков, 2009; Лутовинов и др., 2017).

Спектральный анализ источника GRO J2058+42

Для сравнения спектральных свойств GRO J2058+42 в состояниях с разной интенсивностью мы использовали модель континуума в форме тепловой комптонизации (COMPTT, Титарчук, 1994), которая применялась Мольковым и др. (2019) для описания спектра источника в ярком состоянии. Также в модель была добавлена эмиссионная линия железа на энергии 6.4 кэВ, ширина которой была зафиксирована на значении 0.24 кэВ, определенной в работе Молькова и др. (2019). Межзвездное поглощение было учтено включением в модель компоненты PHABS. Полученное поглощение $N_{\text{H}} \simeq 7 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ хорошо согласуется со значением Галактического поглощения в направлении источника $\sim 6.19 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (HI4PI сотрудничество, Бехти и др., 2016, HI4PI Collaboration). Для того чтобы учесть различные

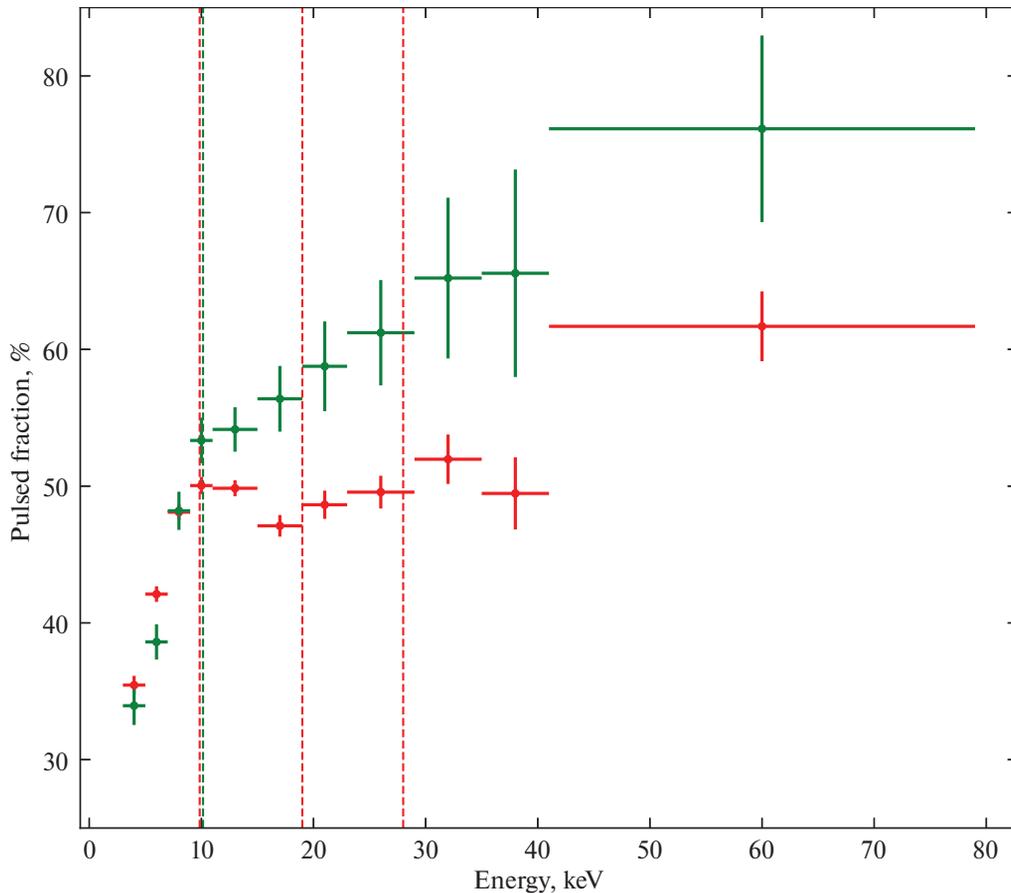


Рис. 4. Зависимость доли пульсирующего излучения GRO J2058+42 от энергии по данным обсерватории NuSTAR для двух наблюдений: зеленым цветом показана зависимость в низком состоянии (ObsID 90501336002), красным цветом — в ярком состоянии (ObsID 90501313002), штриховыми линиями отмечены соответствующие значения циклотронной энергии и ее гармоник.

калибровки инструментов FPMA и FMPB на борту NuSTAR, а также неодновременность наблюдений обсерваторий NuSTAR и Swift, были введены нормировочные коэффициенты (табл. 2), остальные параметры модели для разных инструментов фиксировались между собой.

В отличие от данных, полученных в ярком состоянии, для низкого состояния модель $\text{RNABS}^*(\text{GAUSSIAN}+\text{COMP}\text{TT})$ показывает неудовлетворительное качество аппроксимации широкополосного спектра GRO J2058+42 с $\chi^2 = 1443.92$ для 1218 степеней свободы и заметными отклонениями в районе энергии ~ 27 кэВ (рис. 5b). Формально, чтобы описать эту особенность, в модель можно добавить широкую линию поглощения с гауссовым профилем GABS. Это привело к значительному улучшению качества аппроксимации модели $\chi^2 = 1262.05$ (1216 степеней свободы) (рис. 5c). Однако значительная ширина линии (табл. 2) и обнаруженные ранее Мольковым и др. (2019) циклотронные линии поглощения на других энергиях ставят под

сомнение физический смысл этой компоненты. Поэтому мы применили другой подход в описании спектра и использовали комбинацию двух моделей комптонизированного излучения (модель $\text{comp}\text{TT} + \text{comp}\text{TT}$ в XSPEC) в качестве континуума. Следуя подходу из работы Цыганкова и др. (2019), температуры затравочных фотонов обеих компонент были связаны между собой. Данная модель $\text{RNABS}^*(\text{GAUSSIAN}+\text{COMP}\text{TT}+\text{COMP}\text{TT})$ показала наилучшее качество аппроксимации с $\chi^2 = 1219.86$ для 1214 степеней свободы (рис. 5d). Параметры модели приведены в табл. 2.

Ранее в работе Молькова и др. (2019) было показано, что в фазово-разрешенном спектре источника в ярком состоянии на фазах импульса 0.05–0.15 присутствует циклотронная линия с энергией ~ 10 кэВ, а также ее гармоника на ~ 20 и ~ 30 кэВ. Нами также была проведена фазово-разрешенная спектроскопия по данным третьего наблюдения обсерватории NuSTAR. Как и для фазово-усредненного спектра мы использовали модель $\text{RNABS}^*(\text{GAUSSIAN}+\text{COMP}\text{TT}+\text{COMP}\text{TT})$. Мо-

Таблица 2. Параметры спектра GRO J2058+42 для моделей CompTT+GABS и CompTT+CompTT

Параметры модели	CompTT+GABS	CompTT+CompTT
$N_H, 10^{22} \text{ см}^{-2}$	0.2 ± 0.1	$0.7^{+0.2}_{-0.2}$
$E_{Fe}, \text{кэВ}$	6.4, fixed	$6.32^{+0.08}_{-0.08}$
$\sigma_{Fe}, \text{кэВ}$	0.24	0.24, fixed
$W_{Fe}, \text{кэВ}$	$0.03^{+0.01}_{-0.01}$	$0.04^{+0.02}_{-0.01}$
$E_{Cycl}, \text{кэВ}$	27.2 ± 0.7	—
$\sigma_{Cycl}, \text{кэВ}$	10 ± 2	—
τ_{Cycl}	0.53 ± 0.15	—
$T_{0,CompTT}, \text{low}, \text{кэВ}$	1.27 ± 0.03	$1.01^{+0.05}_{-0.06}$
$kT_{CompTT}, \text{low}, \text{кэВ}$	10.9 ± 0.7	$3.9^{+0.4}_{-0.4}$
$\tau_{CompTT}, \text{low}$	3.7 ± 0.4	$8.0^{+16.8}_{-1.8}$
$T_{0,CompTT}, \text{high}, \text{кэВ}$	—	$= T_{0,CompTT}, \text{low}$
$kT_{CompTT}, \text{high}, \text{кэВ}$	—	$14.6^{+1.1}_{-1.2}$
$\tau_{CompTT}, \text{high}$	—	$2.9^{+0.9}_{-0.5}$
Flux (3–79 кэВ), $10^{-10} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$3.2^{+0.1}_{-0.1}$	$3.3^{+0.4}_{-2.8}$
C_{NuSTAR}	$0.99^{+0.01}_{-0.01}$	$0.99^{+0.01}_{-0.01}$
C_{XRT}	$0.89^{+0.04}_{-0.04}$	$0.89^{+0.04}_{-0.04}$
$\chi^2 \text{ (d.o.f.)}$	1262.05 (1216)	1219.86 (1214)

дель PHABS*(GAUSSIAN+COMP TT+COMP TT) без дополнительных компонент адекватно описала все фазовые спектры, за исключением фазы 0.05–0.15, аппроксимация которой дала неприемлемое значение $\chi^2 = 495.61$ для 406 степеней свободы из-за появления особенности около 10 кэВ (рис. 6b). Для описания данной особенности нами была включена дополнительная компонента GABS около 10 кэВ (рис. 6с), что значительно улучшило качество аппроксимации до $\chi^2 = 451.09$ для 403 степеней свободы (табл. 3). Таким образом, линия циклотронного поглощения на энергии ~ 10 кэВ была подтверждена в спектре источника в низком состоянии на тех же фазах, что и в предыдущих наблюдениях. Из-за низкой статистики нам не удалось зарегистрировать гармоники на энергиях 20 и 30 кэВ.

ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе показано, что при уменьшении светимости рентгеновского пульсара GRO J2058+42 до нескольких на $10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$ энергетический спектр источника значительно изменился. В частности, аппроксимация моделью тепловой комптонизации (COMP TT), хорошо работающая для яркого состояния пульсара (Мольков и др., 2019), перестала описывать спектр. Произошло это в связи с явным изменением формы спектра, выраженным в его уплотнении в районе 10–30 кэВ. Как было показано выше, получить приемлемую аппроксимацию спектра можно путем модификации модели добавлением либо линии поглощения на энергии около 27 кэВ, либо добавлением второй эмиссионной компоненты с высокой температурой (COMP TT+COMP TT). Однако слишком большая ширина абсорбционной особенности и наличие истинных циклотронных

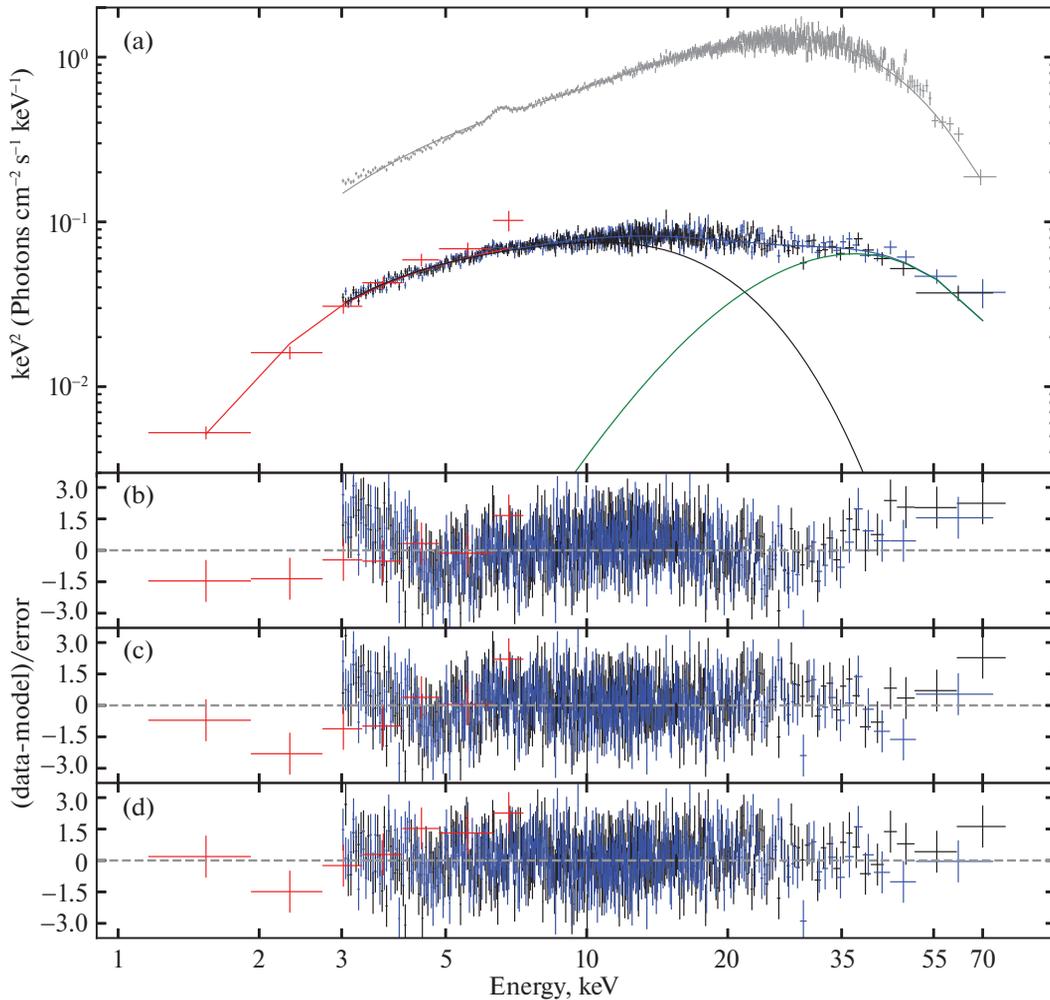


Рис. 5. (а) — Энергетический спектр GRO J2058+42, полученный по данным NuSTAR в августе 2019 г. (ObsID 90501336002) (зеленые и черные точки) и Swift/XRT (красные точки), сплошными линиями показана модель, наилучшим образом описывающая спектр; серыми точками показан энергетический спектр по данным NuSTAR, полученным в марте 2019 г. (ObsID 90501313002). (b) — Отклонение наблюдательных данных от модели PHABS*(GAUSSIAN+COMP TT) без включения в модель других компонент, (c) — для модели PHABS*(GAUSSIAN+COMP TT)*GABS, (d) — отклонение наблюдательных данных от модели PHABS*(GAUSSIAN+COMP TT+COMP TT).

линий в фазово-разрешенных спектрах источника на других энергиях исключают интерпретацию уплощения спектра через циклотронное поглощение.

Появление же второй эмиссионной компоненты на высоких энергиях в пульсарах с низкой светимостью является достоверно установленным фактом (Цыганков и др., 2019а,б; Лутовинов и др., 2021; Дорошенко и др., 2021). Связано такое поведение с комптонизацией циклотронных фотонов в перегретой атмосфере нейтронной звезды (Муштуков и др., 2021; Соколова-Лапа и др., 2021). В случае же GRO J2058+42, циклотронная линия находится на самой низкой энергии (~ 10 кэВ) из всех источников, где наблюдалось подобное изменение спектра.

Из-за того, что циклотронная линия в спектре GRO J2058+42 наблюдается на энергии ~ 10 кэВ,

высокоэнергетичную компоненту спектра нельзя связать с излучением и последующей комптонизацией циклотронных фотонов в горячей атмосфере нейтронной звезды. Однако относительно малая циклотронная энергия делает возможным и даже необходимым другой механизм формирования высокоэнергетичной компоненты в спектре. Именно, в докритическом режиме аккреции, который мы предполагаем для GRO J2058+42 на рассматриваемой светимости, аккреционный канал имеет оптическую толщину < 1 по отношению к Томсоновскому рассеянию, но в резонансе, где сечение рассеяния много больше Томсоновского, аккреционный канал является оптически толстым.

Положение резонанса в системе отсчета поверхности нейтронной звезды смещено в красную сторону из-за эффекта Доплера. Красное

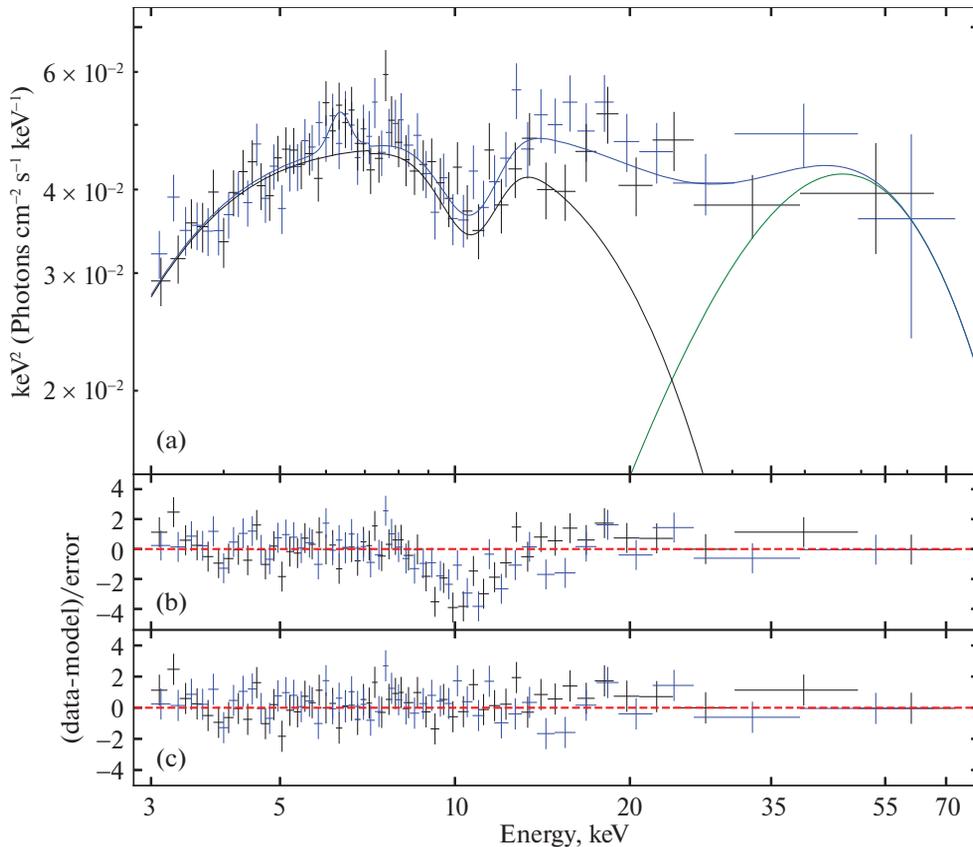


Рис. 6. (a) — Энергетический спектр GRO J2058+42 на фазах импульса 0.05–0.15 для наблюдения NuSTAR в августе 2019 г. (ObsID 90501336002). Данные обоих модулей FPMA и FPMB показаны синими и черными точками. Сплошной синей линией показана модель, наилучшим образом описывающая спектр, а черной и зеленой — вклад разных компонент. (b) — Отклонение наблюдательных данных от модели PHABS*(GAUSSIAN+COMPTT+COMPTT), аналогичной модели среднего спектра, (c) — для модели с циклотронной линией PHABS*(GAUSSIAN+COMPTT+COMPTT)*GABS.

смещение меняется в зависимости от направления выхода фотонов из аккреционного канала, и ожидается, что резонансное рассеяние покрывает широкую спектральную полосу от ~ 6 до ~ 10 кэВ. Фотоны, испытавшие даже однократное резонансное рассеяние на падающем веществе, скорость которого $\sim 0.5c$, выходят из аккреционного канала с энергией, заметно большей, чем до рассеяния, что и формирует высокоэнергетичную часть спектра. Такой механизм формирования высокоэнергетичной части спектра предполагает разную диаграмму направленности выходящего излучения низкоэнергетичной и высокоэнергетичной частей спектра: высокоэнергетичная часть спектра, будучи результатом рассеяния в аккреционном канале, должна иметь диаграмму направленности, близкую к веерной. Возможно, именно с таким различием диаграмм направленности на высоких и низких энергиях связана наблюдаемая эволюция профиля импульса с энергией фотонов (рис. 3) (Муштуков и др., 2018).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты временного и спектрального анализа источника GRO J2058+42 в широком энергетическом диапазоне, данные которого были получены обсерваториями NuSTAR и Swift в августе 2019 г. Согласно полученным результатам, источник находился в состоянии с низкой светимостью $L_x \simeq 2.5 \times 10^{36}$ эрг s^{-1} , что на порядок ниже наблюдаемых ранее (Мольков и др., 2019). Показано, что при переходе к низкому темпу аккреции энергетический спектр сильно изменился. Для описания спектра нами предложена модель континуума, состоящая из двух комптонизационных компонент ComPTT+ComPTT. Наблюдаемую форму спектра в низком состоянии можно интерпретировать в рамках модели, где низкоэнергетическая часть спектра образуется в горячем пятне, а высокоэнергетическая — в результате резонансного комптоновского рассеяния фотонов из диапазона 6–10 кэВ на падающем веществе в аккреционном канале над поверхностью нейтронной звезды.

Таблица 3. Параметры фазового спектра 0.05–0.15 GRO J2058+42 с описанием континуума моделью CONSTANTIA * PHABS * (GAUSSIAN + COMPTT + COMPTT)*GABS

Параметры модели	Значения
$N_{\text{H}}, 10^{22} \text{ см}^{-2}$	0.7, fixed
$E_{\text{Fe}}, \text{кэВ}$	6.32, fixed
$\sigma_{\text{Fe}}, \text{кэВ}$	0.24, fixed
$W_{\text{Fe}}, \text{кэВ}$	$0.08^{+0.04}_{-0.04}$
$E_{\text{Cycl}}, \text{кэВ}$	$10.6^{+0.2}_{-0.2}$
$\sigma_{\text{Cycl}}, \text{кэВ}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$
τ_{Cycl}	$0.31^{+0.03}_{-0.02}$
$T_{0,\text{Comptt}}, \text{low}, \text{кэВ}$	1.01, fixed
$kT_{\text{Comptt}}, \text{low}, \text{кэВ}$	$4.9^{+0.7}_{-0.5}$
$\tau_{\text{Comptt}}, \text{low}$	$4.8^{+0.6}_{-0.5}$
$T_{0,\text{Comptt}}, \text{high}, \text{кэВ}$	$= T_{0,\text{Comptt}}, \text{low}$
$kT_{\text{Comptt}}, \text{high}, \text{кэВ}$	$14.5^{+2.3}_{-1.6}$
$\tau_{\text{Comptt}}, \text{high}$	>15
C_{NuSTAR}	$0.98^{+0.02}_{-0.02}$
$\chi^2 \text{ (d.o.f.)}$	336.49 (362)

В работе была проведена фазово-разрешенная спектроскопия, которая показала дефицит фотонов около 10 кэВ в фазовом интервале импульса 0.05–0.15. Эта особенность может быть интерпретирована как циклотронная линия поглощения. Положение циклотронной линии на энергии ~ 10 кэВ в узкой фазовой области согласуется с наблюдениями в высоком состоянии источника (Мольков и др., 2019).

Временной анализ показал изменения в усредненном по энергии профиле импульса по сравнению с ярким состоянием. Доля пульсирующего излучения имеет типичный для рентгеновских пульсаров вид возрастающей зависимости от энергии, при этом указывает на наличие особенности в районе циклотронной энергии как в низком, так и в ярком состояниях.

В работе использованы данные, полученные с помощью обсерватории NuSTAR, проекта Caltech, финансируемого NASA и управляемого

NASA/JPL, и данные, предоставленные UK Swift Science Data Centre (анализ данных телескопа XRT). Также использовалось программное обеспечение, предоставленное Исследовательским центром архива астрофизики высоких энергий (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center, HEASARC), который является службой отдела астрофизических наук NASA/GSFC (Astrophysics Science Division). Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-12-00423.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнасон и др. (R.M. Arnason, H. Papei, P. Barmby, A. Bahramian, and M.D. Gorski), MNRAS, in press (2021).
2. Арно и др. (K. Arnaud, B. Dorman, and C. Gordon), Astrophys. Source Code Library 10005 (1999).
3. Бартельми и др. (S.D. Barthelmy, P.A. Evans, J.D. Gropp, J.A. Kennea, N.J. Klingler, A.Y. Lien, and B. Sbarufatti), GRB Coordinates Network 23985 (2019).
4. Бехти и др. (HI4PI Collaboration: N. Ben Bekhti, L. Floer, et al.), Astron. Astrophys. **594**, A116 (2016).
5. Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 375 (2013) [P.A. Boldin, S.S. Tsygankov, and A.A. Lutovinov, Astron. Lett. **39**, 375 (2013)].
6. Герелс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K.O. Mason, J.A. Nousek, A.A. Wells, N.E. White, S.D. Barthelmy, et al.), Astrophys. J. **611**, 1005 (2004).
7. Дорошенко и др. (V. Doroshenko, A. Santangelo, S.S. Tsygankov, and L. Ji), Astron. Astrophys. **647**, A165 (2021).
8. Корбет и др. (R. Corbet, A. Peele, and R. Remillard), Inter. Astron. Union Circ. **6556**, 3 (1997).
9. Лутовинов А.А., Цыганков С.С., Письма в Астрон. журн. **35**, 433 (2009) [A.A. Lutovinov and S.S. Tsygankov, Astron. Lett. **35**, 433 (2009)].
10. Лутовинов и др. (A. Lutovinov, S. Tsygankov, S. Molkov, V. Doroshenko, A. Mushtukov, V. Arefiev, I. Lapshov, A. Tkachenko, and M. Pavlinsky), Astrophys. J. **912**, 17 (2021).
11. Лутовинов и др. (A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, K.A. Postnov, R.A. Krivonos, S.V. Molkov, and J.A. Tomsick), MNRAS **466**, 593 (2017).
12. Малакария и др. (C. Malacaria, P. Jenke, C.A. Wilson-Hodge, and O.J. Roberts), Astron. Telegram 12614 (2019).
13. Миган и др. (C. Meegan, G. Lichti, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, V. Connaughton, R. Diehl, G. Fishman, et al.), Astrophys. J. **702**, 791 (2009).
14. Мольков и др. (S. Molkov, A. Lutovinov, S. Tsygankov, I. Mereminskiy, and A. Mushtukov), Astrophys. J. **883**, L11 (2019).
15. Мукерджи и др. (K. Mukerjee, H.M. Antia, and T. Katoch), Astrophys. J. **897**, 73 (2020).

16. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, P.A. Verhagen, S.S. Tsygankov, M. van der Klis, A.A. Lutovinov, and T.I. Larchenkova), *MNRAS* **474**, 5425 (2018).
17. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and S. Portegies Zwart), *MNRAS* **503**, 5193 (2021).
18. Рейг и др. (P. Reig, I. Negueruela, G. Papamastorakis, A. Manousakis, and T. Kougentakis), *Astron. Astrophys.* **440**, 637 (2005).
19. Соколова-Лапа и др. (E. Sokolova-Lapa, M. Gornostaev, J. Wilms, R. Ballhausen, S. Falkner, K. Postnov, P. Thalhammer, F. Furst, et al.), *Astron. Astrophys.* **651**, A12 (2021).
20. Титарчук (L. Titarchuk), *AIP Conf. Proc.* No. 304, 380 (1994).
21. Уилсон и др. (C.A. Wilson, M.H. Finger, B.A. Harmon, D. Chakrabarty, and T. Strohmayer), *Astrophys. J.* **499**, 820 (1998).
22. Уилсон и др. (C.A. Wilson, M.C. Weisskopf, M.H. Finger, M.J. Coe, J. Greiner, P. Reig, and G. Papamastorakis), *Astrophys. J.* **622**, 1024 (2005).
23. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, Ch.J. Hailey, W.W. Zhang, S.E. Boggs, D. Stern, W.R. Cook, et al.), *Astrophys. J.* **770**, 103 (2013).
24. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), *MNRAS: Lett.* **487**, L30 (2019a).
25. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, and A.V. Serber), *MNRAS* **401**, 1628 (2010).
26. Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **33**, 368 (2007) [S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, E.M. Churazov, and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **33**, 368 (2007)].
27. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A. Rouco Escorial, V.F. Suleimanov, A.A. Mushtukov, V. Doroshenko, A.A. Lutovinov, R. Wijnands, and J. Poutanen), *MNRAS: Lett.* **483**, L144 (2019b).
28. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).

АКТИВНОСТЬ МОЛОДОЙ ЗВЕЗДЫ С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ КЕПЛЕР-1627

© 2022 г. И. С. Саванов^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 07.02.2022 г.

После доработки 13.03.2022 г.; принята к публикации 13.03.2022 г.

На основе данных архива космического телескопа Кеплер проведено исследование фотометрической переменности молодого солнечного аналога Кеплер-1627 — звезды спектрального класса G8V с планетой размером 3.777 радиусов Земли и периодом обращения ~ 7.2 сут. Кеплер-1627 является членом скопления δ Луг с возрастом 38 млн лет и в настоящее время системой с самой молодой планетой с точным возрастом, обнаруженной основной миссией Кеплер. Мы нашли величины периода вращения звезды $P = 2.606 \pm 0.020$ сут, параметра дифференциального вращения звезды $\Delta\Omega = 0.066 \pm 0.011$ рад/сут и амплитуды переменности блеска, а также по стандартной методике оценили величины параметра запятненности Кеплер-1627, которые лежат в интервале 1.1–6.5% от площади поверхности звезды. В абсолютной мере площадь пятен на поверхности Кеплер-1627 превосходит максимальную площадь пятен на Солнце и изменяется от 11 700 до 68 200 м.д.п. при среднем значении 34 560 м.д.п. Высказано предположение, что в течение интервала наблюдений площадь пятен на поверхности звезды обладала циклическими изменениями, подобными периодичности Ригера на Солнце. У звезды обнаружены высокая вспышечная активность (зарегистрировано 88 вспышек с энергией $\lg E$ в диапазоне от 33.41 до 35.25) и пятенная активность. Рассмотрены возможные проявления цикличности во вспыхивающей активности Кеплер-1627. Найдены величины индекса хромосферной активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}})$ для Кеплер-1627, которые независимо свидетельствуют о молодости объекта.

Ключевые слова: звезды, экзопланеты, активность.

DOI: 10.31857/S0320010822040040

ВВЕДЕНИЕ

Свойства формирующихся планет в молодых планетных системах в значительной мере являются отражением продолжающихся процессов выпадения планетезималей, а также магнитной активности молодой звезды, которая проявляется в ее избыточном УФ и рентгеновском излучениях. Перечисленные факторы могут изменять физические свойства (вплоть до разрушения) атмосфер близких планет. Поиску и изучению свойств молодых планетных систем посвящены серии исследований, объединенные программами ZEIT (поиск зодиакальных экзопланет во времени) и TNUME (TESS Hunt for Young and Maturing Exoplanets), основанные на фотометрических наблюдениях космического телескопа Кеплер (главным образом, продолжении его миссии K2) и миссии TESS. До недавнего времени среди планет, открытых основной миссией космического телескопа Кеплер,

не было молодых. Ситуация изменилась после появления расширенного исследования Боума и др. (2021) планетной системы Кеплер-1627 (KIC 6184894).

Согласно Боума и др. (2021), Кеплер-1627 является молодой звездой спектрального класса G8V, известной тем, что у нее есть планета с радиусом 3.777 радиусов Земли (0.377 радиусов Юпитера, 0.039 радиусов звезды), обращающаяся вокруг нее на расстоянии в 17.606 радиусов звезды с периодом ~ 7.2 сут. Блеск объекта в фильтре V составляет $13^m 11 \pm 0^m 08$.

По данным Боума и др. (2021) эффективная температура звезды составляет 5505 ± 60 К, ускорение силы тяжести — $\lg g = 4.53 \pm 0.05$, масса — $0.881 \pm 0.018 M_{\odot}$, радиус — $0.953 \pm 0.019 R_{\odot}$. Как указывалось, фотометрические наблюдения звезды были выполнены космическим телескопом Кеплер. Кеплер-1627 находится от нас на расстоянии в 329.5 ± 3.5 пк (Gaia EDR3 parallax (mas) — 3.009 ± 0.032). Используя данные Gaia, данные о перио-

* Электронный адрес: igs231@mail.ru

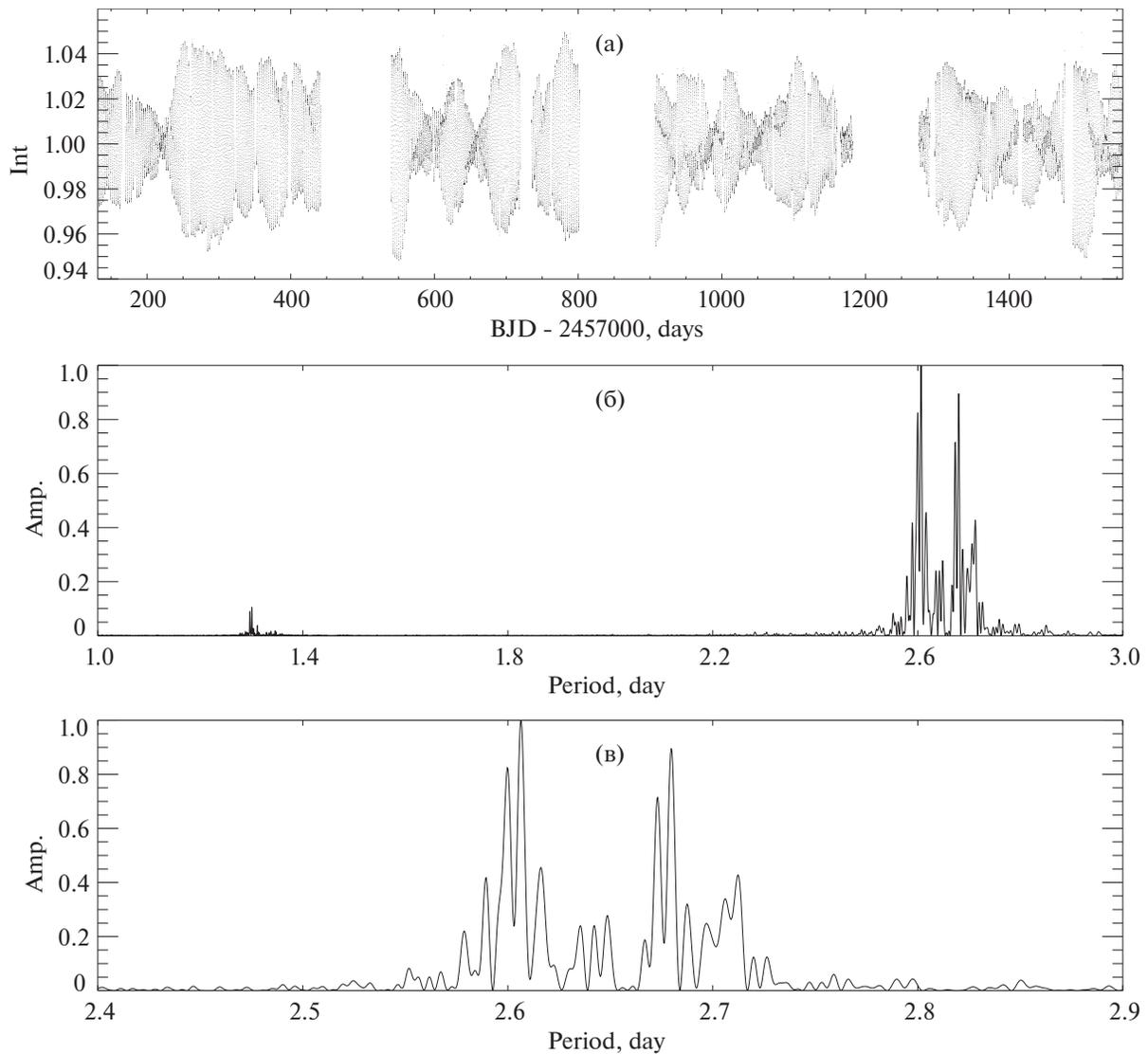


Рис. 1. (а) — Кривая блеска Кеплер-1627 по данным, доступным из архива космического телескопа Кеплер; (б), (в) — спектры мощности для диапазонов периодов 1–3 сут и 2.4–2.9 сут соответственно.

дах вращения звезд и спектроскопические оценки содержания лития, Боума и др. (2021) показали, что Кеплер-1627 является членом скопления δ Лут с возрастом 38 млн лет. Это обстоятельство делает Кеплер-1627 самой молодой планетной системой с точным возрастом, обнаруженной основной миссией Кеплер. Боума и др. (2021) сделали заключение о том, что фотометрические наблюдения телескопа Кеплер указали на особенности транзитов: например, средний профиль прохождения асимметричен.

Цель нашей работы состоит в изучении активности звезды с планетной системой Кеплер-1627 (молодого активного аналога Солнца) по результатам фотометрических наблюдений космического телескопа Кеплер.

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ КЕПЛЕР-1627

Мы рассмотрели 14 сетов наблюдений системы Кеплер-1627, доступных из архива космического телескопа Кеплер (они представлены на рис. 1а). Обработка данных была аналогична выполненной нами ранее (см., например, Саванов, 2021). Как и в наших предыдущих исследованиях были использованы модули разработанного нами пакета программ *activity*. Описание и результаты применения пакета программ *activity* при исследовании звезд спектрального класса А представлены в Саванов (2018). При этом использовалась последняя версия исправления кривых блеска за инструментальные эффекты, доступная в архиве. Для дальнейше-

го анализа было отобрано в совокупности 50 173 единичных измерений блеска за период наблюдений в 1426.45 сут (3.9 лет). Отметим, что большим достоинством наблюдений основной миссии Кеплер по сравнению с K2 или TESS является их значительная продолжительность.

На спектре мощности для Кеплер-1627 имеется доминирующий пик, соответствующий фотометрическому периоду вращения звезды 2.606 ± 0.020 сут, который несколько отличается от установленного в Боума и др. (2021): 2.642 ± 0.042 сут. Помимо указанного пика, имеется ряд других пиков различных амплитуд. Отметим еще один, соответствующий периоду в 2.679 ± 0.020 сут. Происхождение этих пиков может быть связано, например, с наличием у звезды, обладающей дифференциальным вращением, пятен (или групп пятен), расположенных на различных широтах. При этом изменения периодов переменности блеска могут соответствовать изменениям и эволюции (появлению и исчезновению) активных областей, лежащих на различных широтах на поверхности звезды. Наконец, подчеркнем, что на спектре мощности имеется слабый пик, который соответствует половинному фотометрическому периоду вращения звезды (~ 1.3 сут). Данное обстоятельство, вероятнее всего, вызвано наличием в отдельных интервалах наблюдений двух ярко выраженных сопоставимых по величине активных областей на противоположных полушариях звезды, появление и исчезновение которых приводят к фотометрической переменности с периодом, величина которого составляет половину от периода вращения звезды вокруг своей оси.

По методике, опубликованной Рейнхольд и Гизо (2015) для определения параметров дифференциального вращения 12 300 звезд по наблюдениям с телескопом Кеплер, с найденными нами значениями P (2.606 и 2.679 сут) мы выполнили оценки параметров дифференциального вращения звезды $\Delta\Omega$ (различие угловых скоростей вращения на экваторе и на полюсе). Таким образом, по нашей оценке Кеплер-1627 имеет параметр $\Delta\Omega = 0.066 \pm 0.011$ рад/сут, что сопоставимо с его величиной для других звезд с близкими по величине эффективными температурами (Рейнхольд, Гизо, 2015).

Весь наблюдательный материал был разделен на 422 сета, каждый из которых последовательно охватывает один период вращения звезды. По стандартной методике нами были найдены величины параметра запятненности Кеплер-1627. По нашим оценкам они лежат в интервале 1.1–6.5% от площади поверхности звезды. Принимая величину радиуса звезды $R = 0.953 \pm 0.019 R_{\odot}$ из Боума и др. (2021), можно получить величину A площади поверхности звезды в абсолютной мере (в миллионных долях видимой полусферы Солнца,

м.д.п.). По характеристикам фотосферы Кеплер-1627 принадлежит к числу звезд солнечного типа, однако площадь пятен на его поверхности превосходит максимальную площадь пятен на Солнце и изменяется от 11 700 до 68 200 м.д.п. Среднее значение параметра A составляет 34 560 м.д.п. На Солнце средние по размерам пятна имеют площадь 10–200 м.д.п., наибольшие же не превышают 5000 м.д.п. (детали см. в Наговицын, Певцов, 2021).

Можно предположить, что в течение интервала наблюдений площадь пятен на поверхности звезды обладала циклическими изменениями (рис. 2). Характерные времена изменений могут составлять 80, 135 и 460 сут, амплитудный спектр мощности, построенный по 422 оценкам параметра A , приведен на рис. 2б. На рис. 2в представлена фазовая кривая, полученная при свертке с величиной цикла 460 сут.

Цикл такой продолжительности может рассматриваться как аналог так называемой солнечной периодичности Ригера с продолжительностью 154 сут (155–160 сут, Ригер и др., 1984; Гургеншвили и др., 2017, 2021). Примеры наличия данной периодичности у звезд немногочисленны (см., например, Масси и др., 2005; Архипов, Ходаченко, 2021). Также примером является наше исследование (Саванов, 2021) фотометрической переменности карлика спектрального класса K1 AV Pic (HD 44627) — члена Tuc-Ног ассоциации, обладающего удаленной планетой гигантом.

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Каталог вспышек, зарегистрированных основной миссией Кеплер, опубликованный Янг и Лиу (2019), включает сведения о 162 262 вспышках для 3420 звезд. Тщательный анализ, проведенный авторами каталога, позволил выявить проблемы, связанные с наличием в каталогах такого рода различных ложных сигналов и артефактов. Одним из удивительнейших открытий, сделанных на основе данных космического телескопа Кеплер, является обнаружение звездных супервспышек. Супервспышками принято называть более сильные явления, чем типичные солнечные вспышки, их общая энергия варьируется от 10^{33} до 10^{38} эрг. Энергия супервспышки настолько высока, что она несомненно может сильно влиять на атмосферы близлежащих экзопланет. Результаты широкого круга исследований, включающих анализ свойств вспышек у быстро и медленно вращающихся звезд, связи площади пятен звезд и энергий их вспышек, возможности супервспышек на Солнце и пр. можно найти в сериях статей Н. Maehara, Y. Notsu, N. Shibayama, опубликованных в разные годы.

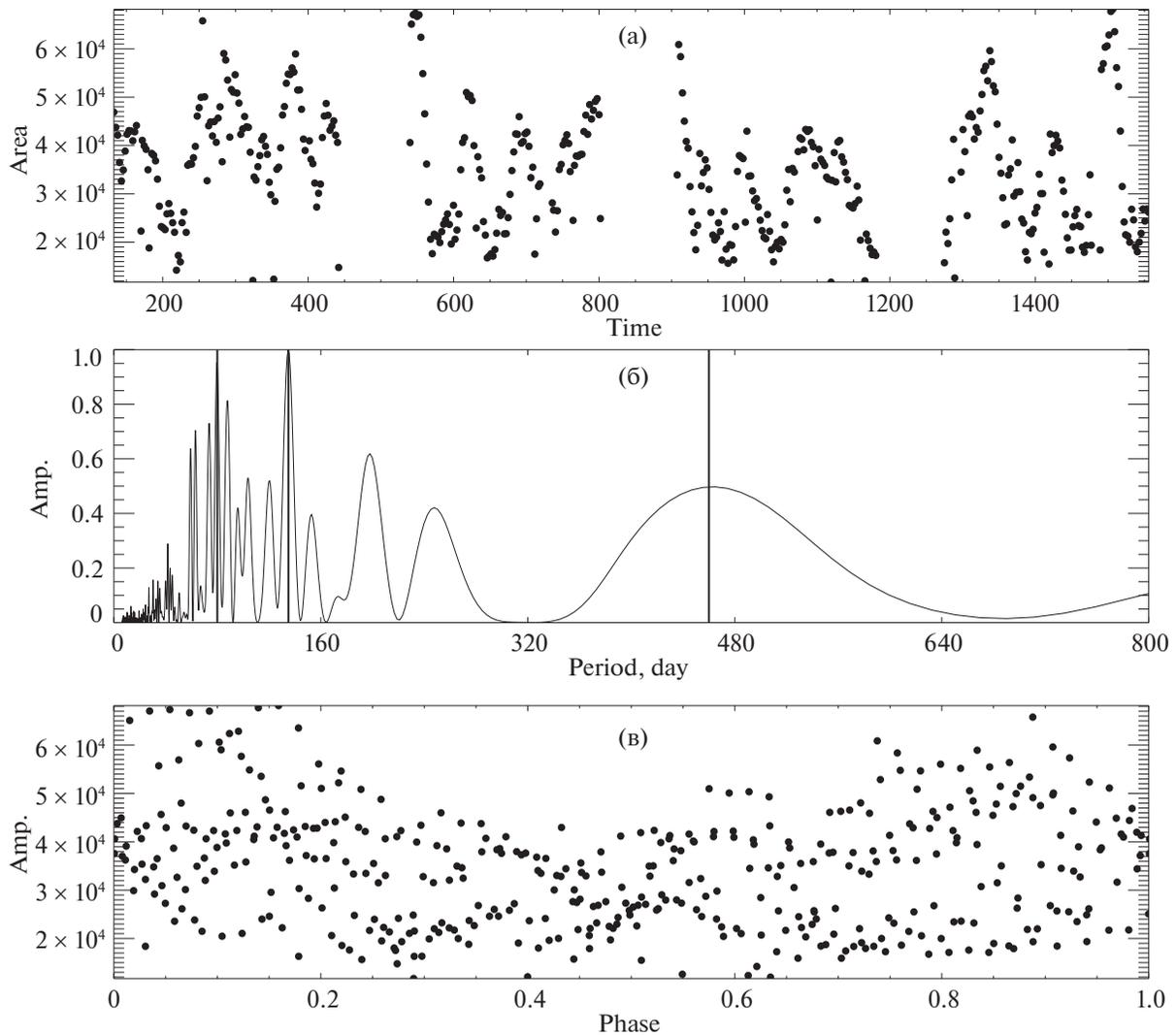


Рис. 2. (а) — Изменения параметра запятненности A . (б) — Амплитудный спектр мощности, вертикальные линии соответствуют величинам 80, 135 и 460 сут (см. текст). (в) — Фазовая диаграмма, полученная при свертке с величиной цикла 460 сут.

Для того чтобы оценить влияние вспышечной активности на происхождение и эволюцию экзопланет, многие группы исследователей приступили к анализу частоты и амплитуд вспышек для звезд с планетными системами. В каталоге Янг и Лиу (2019) содержатся данные о вспышечной активности Кеплер-1627. Всего приводятся сведения о 88 вспышках с энергией $\lg E$ в диапазоне от 33.41 до 35.25. На рис. 3 (верхний ряд) приводятся данные об изменении вспышечной активности объекта в течение наблюдений с космическим телескопом Кеплер (слева) и спектр мощности, построенный по этим данным (справа). Спектр мощности характеризуется значительной зашумленностью, на нем имеются пики, соответствующие периодам в интервале 1–8 сут, но ни один из них не совпадает

с периодами вращения звезды, планеты или их комбинациями. Отметим, что если не рассматривать вспышки с энергией $\lg E$ больше 34.4, то можно предположить, что уровень вспышечной активности звезды остается примерно постоянным и находится в диапазоне 33.5–34.4.

В дополнение к данным наблюдений длительной каденции (LC мода) за 3.9 года, в течение сета Q15 были получены наблюдения с короткой каденцией (1 мин, SLC мода) длительностью 97.7 сут. Поскольку в этом случае кривая блеска позволяет более детально анализировать профили вспышек и регистрировать более слабые вспышки, чем при наблюдениях в LC моде, Боума и др. (2021) смогли выделить 24 вспышки, которые длились в общей сложности 6.5 ч. При этом было отмечено следу-

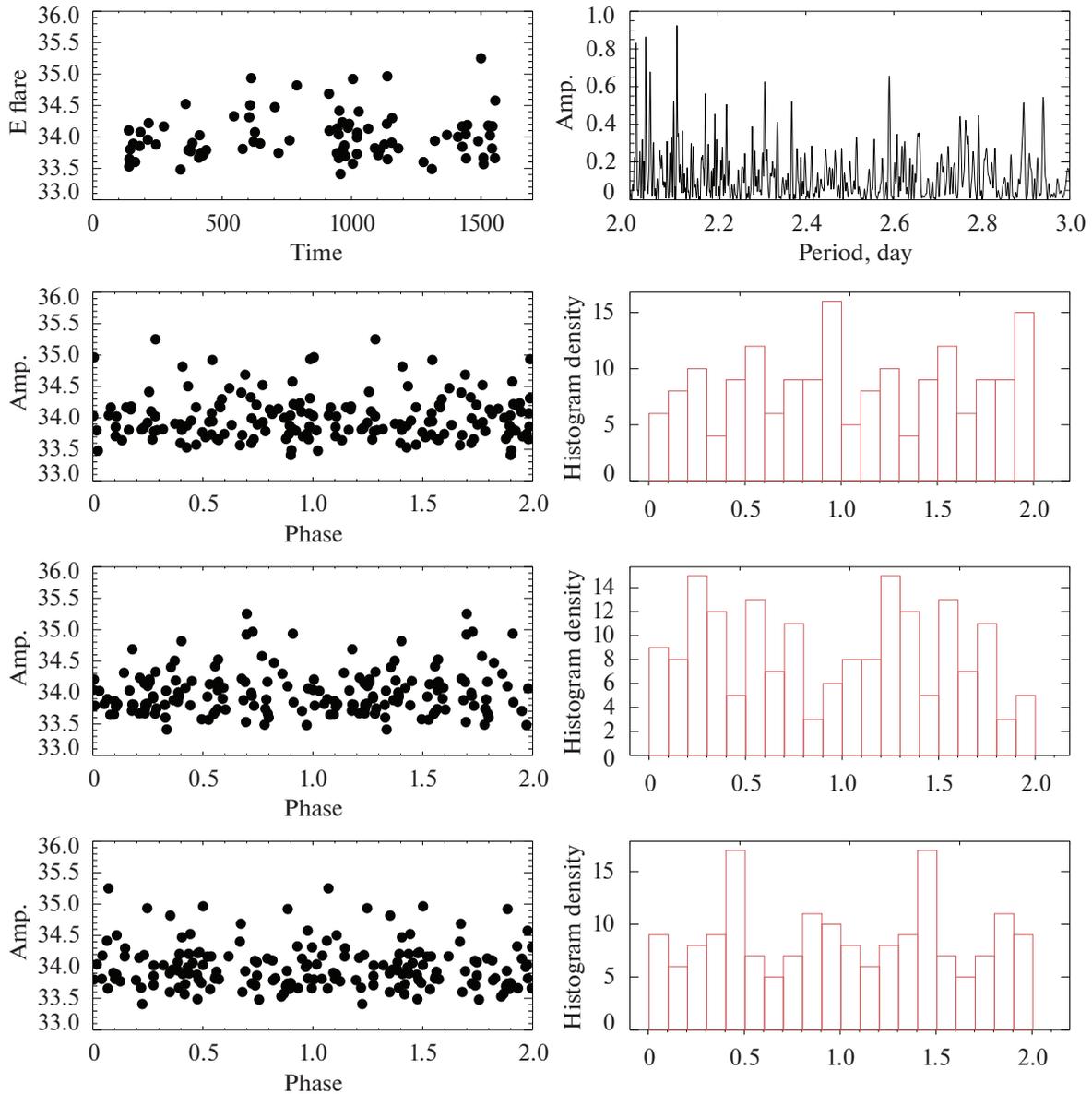


Рис. 3. Верхний ряд — изменения вспышечной активности объекта в течение наблюдений с космическим телескопом Кеплер (слева) и спектр мощности, построенный по этим данным (справа). Фазовые кривые величин $\lg E$ и гистограммы распределения фаз для P_{rot} , P_{orb} , P_{ob} (вторая, третья и четвертая строки рисунка соответственно).

общее обстоятельство, связанное с промежутками времени между вспышками и заключающееся в том, что в двух случаях через один орбитальный период после самой яркой вспышки последовала вторая вспышка. Эти события показаны на рис. 13 в работе Боума и др. (2021). Согласно Боума и др. (2021), если рассматривать вспышки, происходящие в пределах 2% от орбитального периода планеты после предыдущей вспышки, то уже у 4 из 24 событий есть возможные преемники — вспышки. Несмотря на малое число событий, Боума и др.

(2021) сделали попытку проанализировать достоверность полученного результата.

Мы провели несколько иную процедуру выявления связи событий (вспышек) с периодами вращения звезды P_{rot} , орбитального вращения планеты P_{orb} и обобщенного периода P_{ob} (см. ниже). На рис. 3 представлены фазовые кривые величин $\lg E$ и гистограммы распределения фаз для перечисленных периодов (вторая, третья и четвертая строки диаграммы). Для системы Кеплер-1627 $P_{\text{orb}}/P_{\text{rot}} = 2.76$, что означает, согласно Боума и др. (2021), что каждые 4 транзита и 11 вращений

звезды планета пересекает примерно одну и ту же звездную долготу. На нижней строке диаграммы рис. 3 представлены фазовая кривая величин $\lg E$ и гистограмма распределения фаз для величины обобщенного периода $P_{об} = 4 \times P_{orb} (= 11 \times P_{rot})$. Форма фазовых кривых не дает указаний на переменность с рассматриваемыми периодами, но сгущение точек на ряде фаз может свидетельствовать о наличии эффекта, подобного установленному в Боума и др. (2021) и связанному с промежутками времени между вспышками. На соответствующих гистограммах в этом случае наблюдается повышенное число событий. Оно наиболее хорошо проявляется по данным для обобщенного периода $P_{об}$: число событий для фазы порядка 0.5 примерно в 2 раза больше, чем для остальных фаз. Повышенное число событий также заметно для P_{rot} (фаза около 0.1) и, возможно, присутствует для P_{orb} (максимум для фазы 0.3, минимум — 0.9).

Явления, связанные с наличием или отсутствием периодичности во вспышечной активности звезд, представляют большой интерес (это очень обширная область исследований, см., например, обсуждения в статьях Дойл и др., 2020, включая результаты для звезд с планетами и др.), они требуют дальнейшего исследования с привлечением новых наблюдательных данных и, вероятно, они могут быть дополнены анализом временных характеристик распределения вспышек.

Результаты одного из последних исследований вспышечной активности звезд солнечного типа представлены Окамото и др. (2021). Ими были рассмотрены звезды главной последовательности спектрального класса G с эффективной температурой в интервале 5100–6000 K, для которых имеются наблюдательные данные основной миссии Кеплер и каталога Gaia Data Release 2. В итоге Окамото и др. (2021) представили данные о 2341 супервспышке у 265 звезд солнечного типа. На рис. 4 приведена диаграмма, связывающая энергии вспышек с площадью холодных пятен на поверхности изученных в Окамото и др. (2021) звезд. Каталог Окамото и др. (2021) не содержит исследуемой нами и Боума и др. (2021) звезды Кеплер-1627 (хотя данные о ее вспышечной активности приводятся в Янг, Лиу, 2019). На рис. 4 вертикальная светлая линия характеризует диапазон энергий вспышек этой звезды и ее запятанность. Можно заключить, что вспышечная активность Кеплер-1627 сопоставима с аналогичными объектами из Окамото и др. (2021). Используя данные, полученные из Exoplanet Archive 12 по состоянию на 28 мая 2020 г., Окамото и др. (2021) отметили, что в их списке нет ни одной звезды с подтвержденной экзопланетой, но присутствуют три возможных кандидата: KIC 008946267, KIC 008040308, KIC 008822421, и три отвергнутых кандидата: KIC

005991070, KIC 008285970, KIC 012207117. Благодаря 2021arXiv211214776B, Кеплер-1627 (KIC 6184894) может рассматриваться в настоящее время как единственный объект с супервспышками и с подтвержденной экзопланетой. Однако это не может изменить один из главных выводов исследования Окамото и др. (2021) (а также исследования разных лет Ту с соавторами, например, Ту и др., 2020, выполненных на основе наблюдений с космической миссией TESS) о том, что наличие экзопланеты не является причиной появления супервспышек (по крайней мере, для звезд солнечного типа).

ТРАНЗИТЫ И ХРОМОСФЕРНАЯ АКТИВНОСТЬ

Данные наблюдений телескопа Кеплер содержат дополнительную информацию о транзитах планеты — наличие асимметрии формы транзита. Одно из возможных объяснений такой асимметрии, показанной на рис. 5 в Боума и др. (2021), по мнению авторов, может быть связано с асимметричным оттоком пыли: теоретически для молодых мини-нептунов может ожидаться наличие пылевых потоков. Вторая возможность заключается в том, что орбита планеты смещена относительно оси вращения звезды и имеет тенденцию проходить через группы звездных пятен на соответствующей широте. Следует иметь в виду, что при этом требуется привлечение достаточно сложной геометрической модели с учетом того, что период обращения планеты (~7.2 сут) и период вращения звезды (~2.6 сут) не являются кратной комбинацией (см. обсуждение выше). Однако установленная нами высокая пятенная активность Кеплер-1627 может быть рассмотрена как аргумент в пользу этого предположения.

Планета системы Кеплер-1627 принадлежит к одним из самых молодых известных планет, для которых обсуждается предположение о их значительном размере (см., например, рис. 8 в Боума и др., 2021), большем, чем у аналогичных более старых планет. К числу других молодых сопоставимых систем с точным возрастом следует отнести K2-33, DS Tuc, HIP 67522, TOI 837, AU Mic (две планеты) и V1298 Tau (4 планеты) (см. обсуждение в Боума и др., 2021). Отметим, что планета системы Кеплер-1627 является одной из наименее крупных в этой выборке (ее радиус равен 3.82 ± 0.16 радиусов Земли), что может быть связано с эффектами отбора, обусловленными фотометрической переменностью, вызванной пятнами; данные более высокого фотометрического качества для этой звезды были получены в ходе основной миссии Кеплер и пр. Таким образом, большой размер планеты Кеплер-1627 (и других молодых планет) по сравнению с большинством мини-нептунов может

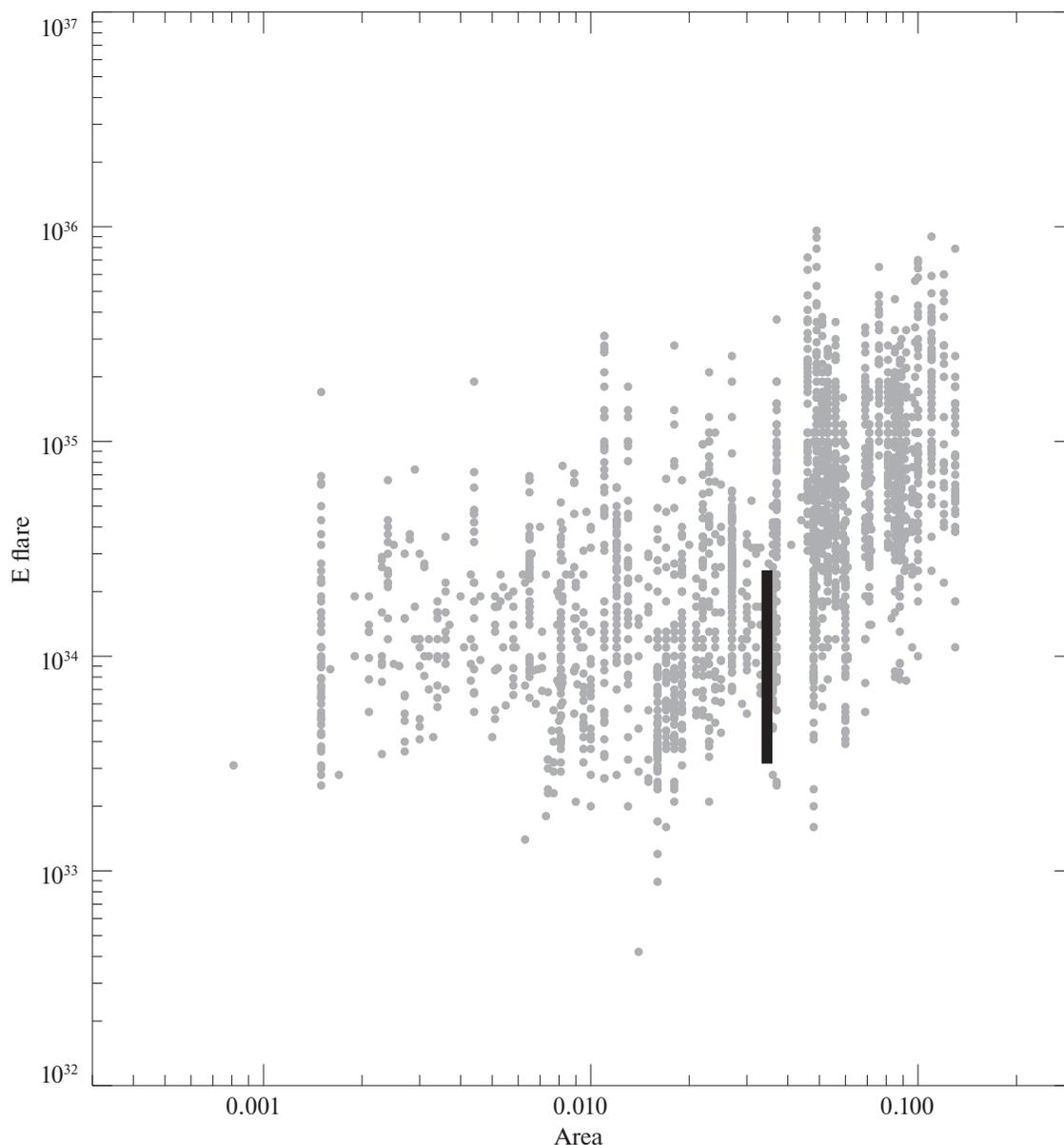


Рис. 4. Зависимость энергии вспышек от доли поверхности звезд с супервспышками, покрытой холодными пятнами. Светлые кружки — данные для звезд, изученных в Окамото и др. (2021). Вертикальная темная линия характеризует диапазон энергий вспышек Кеплер-1627 и ее запятненность.

подтвердить сценарий, в котором типичный мининептун теряет значительную часть своей первоначальной атмосферы в течение сотен миллионов лет (см. ссылки на статьи Owen et al. и Ginzburg et al. в Боума и др., 2021).

Боума и др. (2021) выполнили дополнительные спектральные и фотометрические (с *griz*-фильтрами) наземные наблюдения Кеплер-1627 7 августа 2021 г. с помощью телескопов Кеск-I и MuSCAT3 (в обсерватории Халеакала) (см. приложение С в их статье). Хотя по спектральным наблюдениям аномалия Росситера—Маклафлина

обнаружена не была, многополосные кривые блеска показали, что транзит является ахроматическим, и что в целом эти данные соответствуют модели, установленной по наблюдениям с телескопом Кеплер. По наблюдениям с MuSCAT3 было найдено, что продолжительность транзита короче, чем по данным архива Кеплер. Однако отсутствие вариации времени транзита по данным архива Кеплер, относительно низкое отношение сигнал/шум наземных наблюдений свидетельствуют о том, что лишь дальнейшие фотометрические наблюдения позволят определить, действительно ли меняется

продолжительность транзита. К сожалению, точность спектральных наблюдений не позволила Боума и др. (2021) сделать заключения о направлении обращения планеты (прямое или ретроградное) и о наклонении ее орбиты.

Полученные Боума и др. (2021) по спектральным наблюдениям значения индексов хромосферной активности S позволяют провести независимую оценку возраста звезды. Для этого мы применили методику и подходы, развитые Лоренцо-Оливейра и др. (2018), которые измерили S индексы активности (по линиям Ca II H и K), используя примерно 9000 спектров, полученных со спектрографом HARPS, для 82 звезд — солнечных близнецов. Авторы провели уточнение методики преобразования индекса активности в шкалу S Маунт–Вилсона (S_{MW}) и привели зависимости для вычисления индекса активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}})$. В итоге Лоренцо-Оливейра и др. (2018) получили соотношение, связывающее индекс активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}})$ с возрастом объектов. Используя перечисленные выше подходы, мы смогли перейти от измеренных в Боума и др. (2021) индексов активности S к индексу активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}})$, который для Кеплер-1627 составил величину -4.17 . Согласно Лоренцо-Оливейра и др. (2018), в их выборке звезды моложе 1 млрд лет имеют среднее значение индекса активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}}) = -4.54 \pm 0.09$, которое соответствует по предложенной калибровке возрасту в 0.6 ± 0.2 млрд лет. Очевидно, что изучаемый нами объект имеет большую величину индекса активности, чем самые молодые звезды из Лоренцо-Оливейра и др. (2018), что несомненно свидетельствует о его молодости. К сожалению, по оценке Лоренцо-Оливейра и др. (2018) применимость соотношения, связывающего индекс активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}})$ с возрастом объектов, ограничивается интервалом возрастов 0.5–9 млрд лет и не подходит к более молодым звездам. В принципе, располагая аналогичными оценками для других объектов, помимо Кеплер-1627, можно будет построить уточненную зависимость, а в настоящее время можно лишь с уверенностью заключить, что по свойствам своей хромосферной активности Кеплер-1627 является молодой звездой с возрастом десятки-сотни миллионов лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе высокоточного материала из архива космического телескопа Кеплер проведено исследование фотометрической переменности молодого солнечного аналога Кеплер-1627 — звезды спектрального класса G8V с планетой размером 3.777 радиусов Земли и периодом обращения

~ 7.2 сут. Кеплер-1627 является членом скопления δ Луг с возрастом 38 млн лет и в настоящее время — системой с самой молодой планетой с точным возрастом, обнаруженной основной миссией Кеплер. По всем доступным наблюдениям мы нашли величины периода вращения звезды $P = 2.606 \pm 0.020$ сут, параметра дифференциального вращения звезды $\Delta\Omega = 0.066 \pm 0.011$ рад/сут и амплитуды переменности блеска, а также по стандартной методике оценили относительные и абсолютные величины параметра запятненности Кеплер-1627.

Возможно, что площадь пятен на поверхности звезды обладала циклическими изменениями, аналогом которых может быть на Солнце так называемая периодичность Ригера. У звезды обнаружены высокая вспышечная и пятенная активность. Рассмотрены возможные проявления циклическости во вспышечной активности Кеплер-1627. Установлено, что изучаемый нами объект имеет большую величину индекса хромосферной активности $\lg R'_{HK}(T_{\text{eff}})$, чем самые молодые звезды из Лоренцо-Оливейра и др. (2018), что также свидетельствует о его молодости.

Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Архипов, Ходаченко (O.V. Arkhypov and M.L. Khodachenko), *Astron. Astrophys.* **651**, A28 (2021).
2. Боума и др. (L.G. Bouma, J.L. Curtis, K. Masuda, L.A. Hillenbrand, G. Stefansson, H. Isaacson, et al.), arXiv e-prints, arXiv:2112.14776 (2021).
3. Гуренашвили и др. (E. Gurgenashvili, T.V. Zaqarashvili, V. Kukhianidze, R. Oliver, J.L. Ballester, M. Dikpati, and S.W. McIntosh), *Astrophys. J.* **845**, 137 (2017).
4. Гуренашвили и др. (E. Gurgenashvili, T.V. Zaqarashvili, V. Kukhianidze, et al.), arXiv e-prints, arXiv:2108.04006 (2021).
5. Дойл и др. (L. Doyle, G. Ramsay, and J.G. Doyle), *MNRAS* **494**, 3596 (2020).
6. Лоренцо-Оливейра и др. (D. Lorenzo-Oliveira, F.C. Freitas, J. Meléndez, M. Bedell, I. Ramírez, J.L. Bean, M. Asplund, L. Spina, S. Dreizler, A. Alves-Brito, and L. Casagrande), *Astron. Astrophys.* **619**, A73 (2018).

7. Масси и др. (M. Massi, J. Neidhöfer, Y. Carpentier, and E. Ros), *Astron. Astrophys.* **435**, L1 (2005).
8. Наговицин, Певцов (Y.A. Nagovitsyn and A.A. Pevtsov), *Astrophys. J.* **906**, 27 (2021).
9. Окамото и др. (S. Okamoto, Y. Notsu, H. Maehara, K. Namekata, S. Honda, K. Ikuta, D. Nogami, and K. Shibatai), *Astrophys. J.* **906**, 72 (2021).
10. Рейнхольд, Гизо (T. Reinhold and L. Gizon), *Astron. Astrophys.* **583**, A65 (2015).
11. Ригер и др. (E. Rieger, G.H. Share, D.J. Forrest, G. Kanbach, C. Reppin, and E.L. Chupp), *Nature* **312**, 623 (1984).
12. Саванов (I.S. Savanov), *Astron. Rep.* **62**, 814 (2018).
13. Саванов И.С., Письма в Астрон. журн. **47**, 206 (2021) [I.S. Savanov, *Astron. Lett.* **47**, 175 (2021)].
14. Ту и др. (Z.-L. Tu, M. Yang, Z.J. Zhang, and F.Y. Wang), *Astrophys. J.* **890**, 46 (2020).
15. Янг, Лиу (H. Yang and J. Liu), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **241**, 29 (2019).