ISSN 0320-0108

Том 50, Номер 5

Май 2024

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

НАУКА

1727

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, Номер 5, 2024

Спектральное и фотометрическое исследование нового затменного поляра Gaia23cer
А. И. Колбин, Е. П. Павленко, В. Ю. Кочкина, А. С. Винокуров, С. Ю. Шугаров, А. А. Сосновский, К. А. Антонюк, О. И. Антонюк, Н. В. Пить, М. В. Сусликов, Э. К. Галимова, Н. В. Борисов, А. Н. Буренков, О. И. Спиридонова 313

Обдирание нейтронной звезды в составе тесной двойной системы в паре с черной дырой
Н. И. Крамарев, А. Г. Куранов, А. В. Юдин, К. А. Постнов 325

Новые активные ядра галактик, обнаруженные телескопами ART-XC и eРОЗИТА в ходе первых пяти рентгеновских обзоров всего неба обсерватории СРГ. Часть 2
Г. С. Усков, С. Ю. Сазонов, И. А. Зазнобин, М. Р. Гильфанов, Р. А. Буренин, Е. В. Филиппова, П. С. Медведев, А. В. Москалева, Р. А. Сюняев, Р. А. Кривонос, М. В. Еселевич 339

Гибридная новая V1405 CAS с кислородно-неоновым или углеродно-кислородным белым карликом?
Т. Н. Тарасова 361

Соотношение площадей солнечного пятна и его тени: две популяции групп солнечных пятен
Ю. А. Наговицын 372

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 50, № 5, с. 313–324

СПЕКТРАЛЬНОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОГО ЗАТМЕННОГО ПОЛЯРА GAIA23CER

© 2024 г. А. И. Колбин[1,2,5] *, Е. П. Павленко[3] **, В. Ю. Кочкина[1,2], А. С. Винокуров[1], С. Ю. Шугаров[4,6], А. А. Сосновский[3], К. А. Антонюк[3], О. И. Антонюк[3], Н. В. Пить[3], М. В. Сусликов[1,2], Э. К. Галимова[2], Н. В. Борисов[1], А. Н. Буренков[1], О. И. Спиридонова[1]

[1]*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*
[2]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*
[3]*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*
[4]*Астрономический институт Словацкой академии наук, Татранска Ломница, Словакия*
[5]*Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия*
[6]*Государственный астрономический институт им. Штернберга МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия*

Поступила в редакцию: 10.04.2024 г.
После доработки 04.05.2024 г.; принята к публикации 06.05.2024 г.

Представлены результаты оптического исследования затменного поляра Gaia23cer. Проведен анализ орбитальной переменности блеска в высоком ($\langle r\rangle \approx 16.5^m$) и низком ($\langle r\rangle \approx 19.2^m$) состояниях. Система имеет орбитальный период $P_{\rm orb} = 102.0665 \pm 0.0015$ мин и демонстрирует глубокие затмения продолжительностью $\Delta t_{\rm ecl} = 401.30 \pm 0.81$ с. Спектры имеют красный циклотронный континуум с зеемановским абсорбционным триплетом линии Hα, формирующимся в магнитном поле с индукцией $B = 15.2 \pm 1.1$ МГс. Источник эмиссионных линий имеет высокую полуамплитуду лучевых скоростей ($K \approx 450$ км/с), а его затмение запаздывает относительно затмения белого карлика. Путем моделирования спектрального распределения энергии получены оценки массы $M_1 = 0.79 \pm 0.03 M_\odot$ и температуры $T = 11350 \pm 650$ K белого карлика. Продолжительность затмения соответствует массе донора $M_2 = 0.10 - 0.13 M_\odot$ и наклонению орбитальной плоскости $i = 84.3–87.0^\circ$. Из анализа эффектов эллипсоидальности, наблюдаемых в низком состоянии, а также блеска системы в затмении, сделана оценка температуры донора $T \approx 2900$ K.

Ключевые слова: звезды: новые, катаклизмические переменные; индивидуальные: Gaia23cer; методы: фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010824050011, **EDN:** MYPIIJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляры (или звезды типа AM Her) представляют собой тесные двойные системы, состоящие из сильно замагниченного ($B \sim 10 - 100$ МГс) белого карлика и маломассивной холодной звезды (обычно М-карлика), заполняющей свою полость Роша. Сильное магнитное поле поляров препятствует образованию аккреционного диска, направляя аккрецируемое вещество по силовым линиям к окрестностям магнитных полюсов. При взаимодействии падающего газа с поверхностью белого карлика образуются горячие ($T \sim 10$ кэВ) аккреционные пятна, которые являются источниками тормозного рентгеновского излучения и поляризованного циклотронного излучения в оптическом и инфракрасном диапазонах. Сильное магнитное поле также делает поляры синхронными системами, где период вращения белого карлика равен орбитальному периоду. Для более детального знакомства со звездами типа AM Her мы отсылаем читателя к обзорной работе Кроппер (1990).

Исследования звезд типа AM Her важны по нескольким аспектам. Во-первых, изучение поляров необходимо для понимания происхождения и структуры магнитных полей белых карликов в двойных системах (Беллони и Шрайбер, 2020; Шрайбер и др., 2021). Во-вторых, из-за большого радиуса магнитосферы, сравнимого с большой полуосью, системы типа AM Her удобны для изучения физики взаимодействия аккрецируемого газа с магнитными полями аккреторов (Хамери и др., 1986; Ли, 1999). В-третьих, исследование поляров важно для понимания особенностей эволюции тесных двойных систем с замагниченными компонентами (Беллони и др., 2020). Для выполнения работ по указанным направлениям особенно важны затменные системы. Затмения позволяют находить надежные параметры двойной системы (массы компонент, наклонение орбиты). Кроме того, моделирование профиля затмения в полярах позволяет восстановить геометрию аккреционного течения (см, например, Харроп-Аллин и др., 1999, 2001).

Объект Gaia23cer (ZTF18abunixr, AT2023row; $\alpha = 01^{\rm h}26^{\rm s}07.79^{\rm m}$, $\delta = +12^\circ10'48.94''$) обнаружен как оптический транзиент по наблюдениям обсерватории

* Электронный адрес: kolbinalexander@mail.ru
** Электронный адрес: eppavlenko@gmail.com

Gaia (Ходжкин и др., 2023). Симон и др., 2023 обнаружили фотометрическую переменность с периодом 0.065(6) сут и глубокими затмениями. Сосновский и др. (2023) выполнили многополосные фотометрические наблюдения Gaia23cer. Сообщается о двухгорбых кривых блеска с глубокими затмениями ($\Delta B \approx \Delta V \approx \Delta R_C \approx 5^m$ и $\Delta I_C \approx 3^m$) продолжительностью ≈ 7.6 мин. На основе анализа фотометрического поведения Gaia23cer авторами сделано предположение о принадлежности объекта к звездам типа AM Her.

В настоящей работе выполнено оптическое исследование Gaia23cer с использованием фотометрических и спектральных наблюдений. В следующем разделе описываются проведенные наблюдения и методы обработки полученного материала. Далее, в разделе 3, проводится анализ многолетней и внутрисуточной переменности поляра. В разделе 4 анализируется спектральное поведение Gaia23cer. Определение параметров белого карлика и донора проводится в разделах 5 и 6 соответственно. В заключении резюмируются результаты выполненной работы.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

2.1. Спектроскопия

Набор спектров Gaia23cer получен на 6м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночи 12/13 сентября и 19/20 октября 2023 г. Наблюдения проводились с использованием фокального редуктора SCORPIO-1[1] в режиме длиннощелевой спектроскопии Афанасьев и Моисеев (2005). Журнал спектральных наблюдений приведен в табл. 1.

В первую ночь использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG1200B (1200 шт./мм), с которой покрывался диапазон длин волн $\lambda = 3700$–5300 Å. Было получено 10 спектров вблизи фазы затмения[2] с экспозициями 120 с при ширине щели 1.2″. Наблюдения выполнялись в хороших астроклиматических условиях с размером звездного изображения $\approx 2.3''$.

Наблюдения 19/20 октября 2023 г. проводились с решеткой VPHG1200G (1200 шт./мм) и щелью шириной 1.2″, которые обеспечивают охват спектрального диапазона $\lambda = 3900$–5700 Å, с разрешением $\Delta\lambda \approx 5$ Å. В эту же ночь получено 4 спектра с решеткой VPHG550G (550 шт./мм), с которой покрывается диапазон $\lambda = 4000$–7200 Å с разрешением $\Delta\lambda \approx 8$ Å (ширина щели была также равна 1.2″). Наблюдения проводились в плохих погодных условиях с легкой облачностью и высоким (FWHM $\approx 5''$) размером звездного изображения. Щель спектрографа была ориентирована по линии, соединяющей Gaia23cer и соседнюю яркую звезду (Gaia DR2 2586433433115244288, $G = 16.76^m$). Из-за близкого расположения звезды-соседки к Gaia23cer (расстояние $\approx 4.2''$) профили этих источников перекрывались в условиях сильно турбулентной атмосферы.

Обработка спектрального материала проводилась при помощи средств пакетов IRAF[3] и MIDAS. Из изображений со спектрами были удалены кадры электронного нуля, на основе снимков лампы плоского поля выполнена коррекция за неоднородную чувствительность прибора, а при помощи кадров лампы Th–Ar проведена калибровка спектров по длинам волн. Удаление следов космических частиц проводилось при помощи кода LACosmic ван Доккум (2001). Из-за низкого качества звездного изображения 19/20 октября профиль Gaia23cer перекрывался с профилем соседней яркой звезды. Для разделения спектров двух источников их профили вдоль щели аппроксимировались суммой двух гауссиан. Разделение гауссиан было зафиксировано на значении, соответствующем угловому расстоянию между источниками. Ширины гауссиан считались одинаковыми и плавно изменяющимися с длиной волны. Потоки излучения от звезды измерялись по площади вписанных гауссиан. Поскольку наблюдения выполнялись в условиях переменной облачности, найденные потоки могут содержать значительные ошибки и в настоящей работе анализировалась лишь форма спектральной плотности потока. Для каждого полученного спектра вычислены барицентрические юлианские даты BJD и барицентрические поправки к лучевой скорости.

2.2. Фотометрия

Фотометрические наблюдения Gaia23cer проводились с сентября 2023 г. по январь 2024 г. на нескольких телескопах: 2.6-м телескопе ЗТШ и 1.25-м телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории РАН; 60-см телескопе Цейсс-600 (G2; Татранска Ломница, Словакия); 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Они оснащались ПЗС-фотометрами с фильтрами фотометрической системы Джонсона–Коузинса. Дополнительные наблюдения выполнены без использования фильтров на телескопе К-380 Крымской астрофизической обсерватории. Журнал фотометрических наблюдений Gaia23cer представлен в табл. 2.

Обработка полученных ПЗС-кадров включала в себя вычитание электронного нуля, деление на изображения плоского поля и удаление следов космических частиц. Для изображений, полученных в полосе I_C, также выполнялось устранение фрингов.

[1]Описание прибора SCORPIO-1 можно найти по адресу: https://www.sao.ru/hq/lsfvo/devices/scorpio/scorpio.html

[2]Четвертая экспозиция не используется в дальнейшем анализе, поскольку она совпала с наиболее глубокой частью затмения и на полученном спектре объект не детектируется.

[3]Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу https://iraf-community.github.io

Таблица 1. Журнал спектральных наблюдений Gaia23cer на БТА/SCORPIO. Перечислены даты наблюдений, количество полученных спектров, использованные гризмы, спектральные диапазоны, спектральные разрешения, а также продолжительности экспозиций (Δt_{exp})

Дата (UT)	N	Гризма	Диапазон, Å	Δλ, Å	Δt_{exp}, с
12/13 сен. 2023 г.	10	VPHG1200B	3700–5300	5.5	120
19/20 окт. 2023 г.	17	VPHG1200G	3900–5700	5.0	300
19/20 окт. 2023 г.	4	VPHG550G	4000–7200	8.0	300

Из-за наличия яркого соседа измерение потоков Gaia23cer проводилось методом PSF-фотометрии, реализованного в программной библиотеке photutils[4].

3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

Для анализа долговременной переменности Gaia23cer нами использованы данные обзора ZTF Маски и др. (2018). На рис. 1 представлены кривые блеска Gaia23cer в полосах g, r, i, заимствованные из каталога ZTF DR20 и охватывающие ≈ 5.5 лет наблюдений. В них проявляются низкое ($\langle g\rangle \approx \langle r\rangle \approx 19.2^m$) и высокое состояния ($\langle r\rangle \sim 16.5^m$), соответствующие разным темпам аккреции. На том же рисунке представлены периодограммы Ломба–Скаргла ВандерПлас (2018), построенные по данным в низком состоянии. На периодограммах выделяется пик мощности на частоте $f = 14.10845 \pm 0.0002$ сут$^{-1}$ (период $P = 102.0665 \pm 0.0015$ мин), а также более слабые пики на частотах $f \pm n$ ($n = 1, 2, \ldots$ сут$^{-1}$), обусловленные модуляцией наблюдений с суточным вращением Земли. На рис. 1 также представлены фазовые кривые блеска, полученные для найденного периода Gaia23cer. Из-за наличия выраженных затмений очевидно, что этот период является орбитальным. Имеется слабая внезатменная переменность в полосах g и r с амплитудой $\approx 0.2^m$. В полосе i внезатменная переменность имеет двухгорбую структуру и более высокую амплитуду ($\Delta i \approx 0.3^m$). Сравнимая амплитуда внезатменной переменности ожидается для эффекта эллипсоидальности донора при типичных для $P_{orb} \approx 100$ мин параметрах компонент системы (см. подробнее раздел 6).

Фазовые кривые блеска Gaia23cer, полученные на основе наших осенних наблюдений 2023 г., показаны на рис. 2. Они застали Gaia23cer в высоком состоянии с внезатменным блеском $V = 16 - 17^m$. Кривые блеска в полосах V, R_C, I_C имеют вне затмений двухгорбую форму с расстоянием между горбами $\approx {}^1\!/_2 P_{orb}$ и амплитуду блеска $\Delta V \approx 1^m$, $\Delta R_C \approx 1.2^m$, $\Delta I_C \approx 1.3^m$. Примечательно, что в кривых блеска отсутствует фаза плато с пониженным блеском и протяженностью $\approx {}^1\!/_2 P_{orb}$. Для затменной системы (т.е. системы с высоким наклонением оси вращения белого карлика $i \sim 90^\circ$) такую фазу следовало бы ожидать в случае одного аккреционного пятна, когда оно находится за наблюдаемым диском белого карлика (см., например, Колбин, Борисов и др., 2022). Отсутствие фазы плато может указывать на двухполюсной режим аккреции в высоком состоянии, поскольку в случае двух или более пятен хотя бы одно из них будет видимо наблюдателю в произвольную фазу орбитального периода. На рис. 2 также показана кривая блеска Gaia23cer, полученная в низком состоянии 29/30 января 2024 г. в полосе V. В отличие от высокого со-

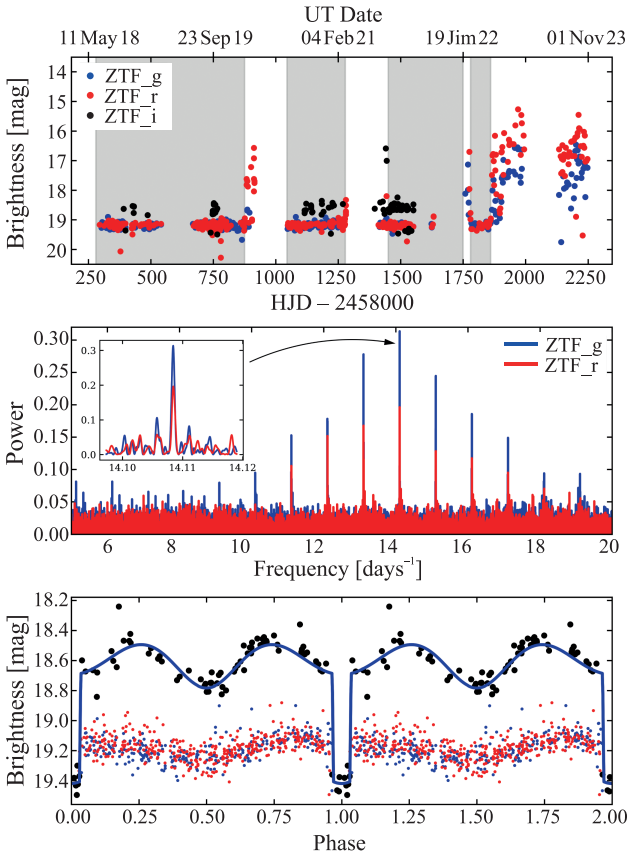

Рис. 1. Верхняя панель: долговременные кривые блеска Gaia23cer, полученные обзором ZTF в полосах g, r, i (синие, красные, черные точки соответственно). Серыми областями указаны низкие состояния объекта. Средняя панель: периодограммы Ломба–Скаргла, полученные по кривым блеска в полосах g и r (синяя и красная линии соответственно) в низком состоянии. Нижняя панель: фазовые кривые блеска в полосах g, r, i (синие, красные, черные точки соответственно) в низком состоянии, построенные согласно эфемеридам (1). Синей линией показана теоретическая кривая блеска, рассчитанная для модели полуразделенной двойной системы (см. раздел 6).

[4]Библиотека для поиска источников и фотометрии photutils доступна по адресу https://photutils.readthedocs.io/en/stable

Таблица 2. Журнал фотометрических наблюдений Gaia23cer. Перечислены телескопы и ПЗС-приемники, задействованные в наблюдениях, продолжительность наблюдений, количество полученных изображений (N), фотометрические полосы (integral — наблюдения без фильтра), а также продолжительности экспозиций (Δt_{exp})

Продолжительность, BJD-2459000	N	Фильтр	Δt_{exp}, с	Продолжительность, BJD-2459000	N	Фильтр	Δt_{exp}, с
ЗТШ/ELSE-i 1K×1K BI MID				1215.540	1	U	825
1201.427–1201.589	83	B	30	1215.507–1215.566	6	V	60
1201.427–1201.590	81	V	30	1215.500–1215.619	43	R_C	150
1201.427–1201.591	84	R_C	30	1215.510–1215.569	13	I_C	30
1201.426–1201.590	85	I_C	30	1235.349–1235.576	53	B	180
1229.287–1229.399	283	I_C	30	1235.317–1235.346	17	V	150
1230.349–1230.430	99	B	60	1236.304–1236.522	43	B	180
1258.356–1258.532	239	I_C	60	1236.302–1236.308	2	V	120
Цейсс-1000/EEV 42-40 (2K × 2K)				1236.300–1236.419	72	R_C	120
1201.487–1201.585	153	V	20	1339.198–1339.302	35	V	300
1202.415–1202.485	120	I_C	20	АЗТ-11/ProLine PL23042			
1231.315–1231.423	168	I_C	20	1207.267–1207.373	49	I_C	180
Цейсс-600/FLI ML 3041				1208.256–1208.393	64	I_C	180
1203.412–1203.558	19	B	60–150	1209.248–1209.411	75	I_C	180
1203.417–1203.632	35	U	240	1210.269–1210.391	151	R_C	60
1203.426–1203.559	8	V	30	1211.278–1211.358	197	I_C	60
1203.428–1203.634	59	R_C	120	1213.253–1213.339	155	I_C	60
1203.412–1203.558	10	I_C	30	1214.268–1214.348	195	I_C	60
1205.438–1205.487	18	R_C	120	1215.250–1215.414	203	I_C	60
1205.439	1	I_C	90	1216.264–1216.410	180	I_C	60
1209.527–1209.531	2	B	120	1217.292–1217.403	134	I_C	60
1209.528–1209.602	38	V	150	1221.281–1221.503	273	I_C	60
1209.525–1209.530	2	R_C	120	K-380/APOGEE E47			
1209.533–1209.540	2	I_C	90	1208.437–1208.606	149	integral	180
1214.414–1214.533	7	B	45	1209.432–1209.582	133	integral	90
1214.510	1	U	525	1212.406–1212.597	169	integral	90
1214.412–1214.532	7	V	30	1221.365–1221.537	81	integral	180
1214.406–1214.532	10	R_C	30	1223.301–1223.482	158	integral	90
1214.429–1214.647	123	I_C	150				
1215.522–1215.565	4	B	45				

стояния, внезатменная переменность менее выражена и не превышает $\Delta V = 0.3^m$. Путем совместного анализа данных ZTF, ЗТШ, АЗТ-11 и Цейсс-600 получены эфемериды середины затмения

$$HJD_{min} = 2460201.43461(17) + 0.070879652(9) \times E. \quad (1)$$

На рис. 3 показаны профили затмения Gaia23cer, полученные на телескопе ЗТШ в полосах B и I_C. В полосе B наблюдается асимметрия профиля затмения с плавным входом и быстрым выходом. Такое поведение блеска в затмении является типичным для поляров в высоком состоянии и интерпретируется покрытием донором яркой аккреционной струи (см., например, Родригес и др., 2023; Борисов и др., 2016). В полосе I_C отношение свечения аккреционной струи к суммарному свечению аккреционного пятна и белого карлика меньше, что выражается в более слабом проявлении струи в профиле затмения (аналогичное ослабление потока излучения от струи с длиной волны зарегистрировано, например, в HU Aqr Харроп-Аллин и др. (1999)).

Для оценки продолжительности затмения его профиль в полосе I_C аппроксимировался трапецоидом. За продолжительность затмения белого карлика была принята ширина трапецоида на половине глубины $\Delta t_{ecl} = 401.30 \pm 0.81$ с. Измерение продолжительности входа в затмение Δt_{ing} (и равной ей продолжительности выхода) затруднительно из-за высокой длительности экспозиции, размазывающей профиль затмения. Однако из аппроксимации кривой блеска трапецоидом можно наложить ограничение $\Delta t_{ing} < 47 \pm 2$ с. Ошибки параметров затмения найдены методом Монте-Карло и соответствуют разбросу 1σ.

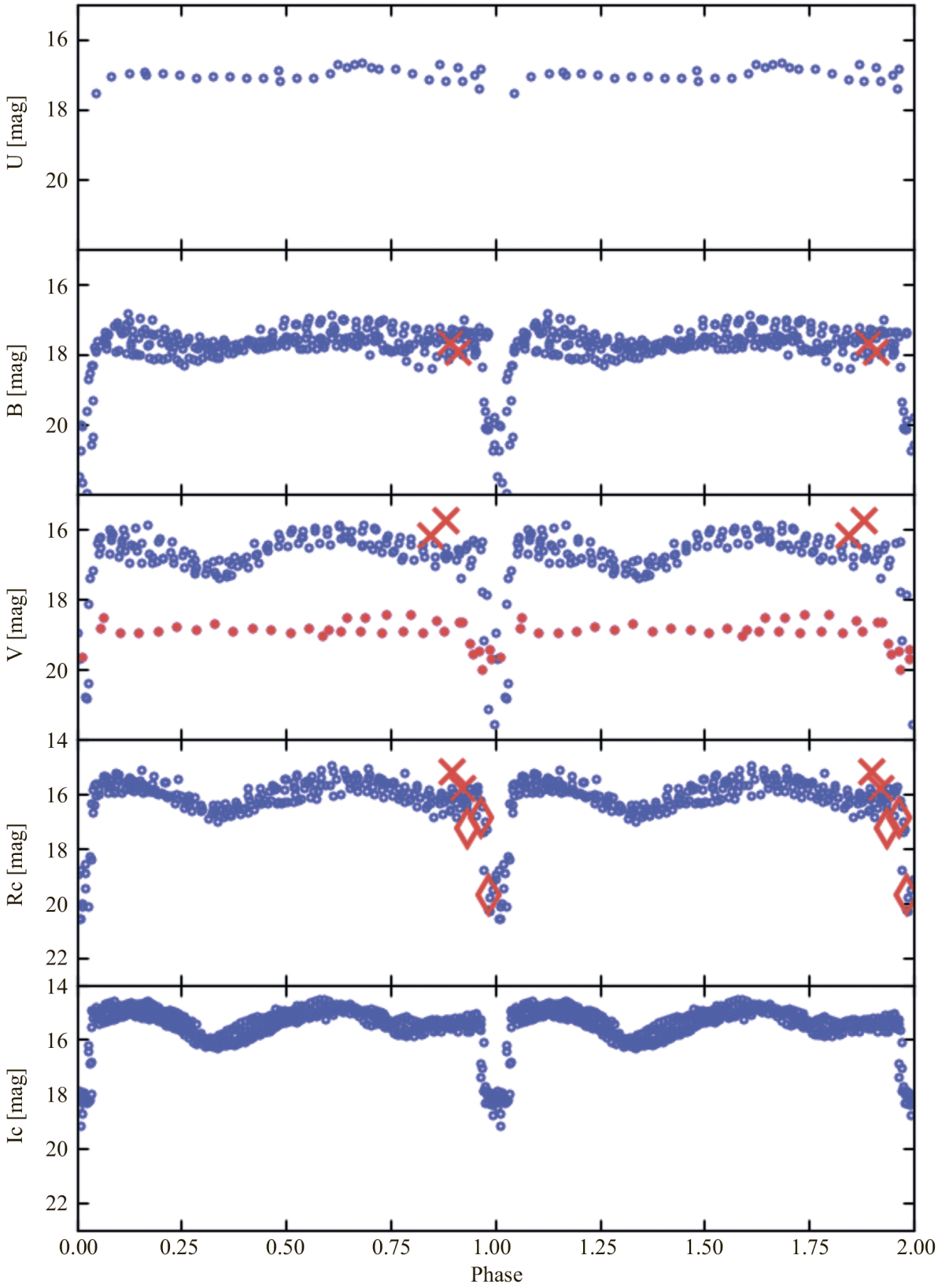

Рис. 2. Кривые блеска Gaia23cer, полученные по наблюдениям осенью 2023 г. в полосах U, B, V, R_C, I_C (синие полые кружочки). Красными крестиками отмечены измерения блеска перед спектральными наблюдениями 12/13 сентября 2023 г., а красными ромбами — измерения блеска перед спектральными наблюдениями 19/20 октября 2023 г. Красными кружочками отмечены наблюдения Gaia23cer в низком состоянии 29/30 января 2024 г.

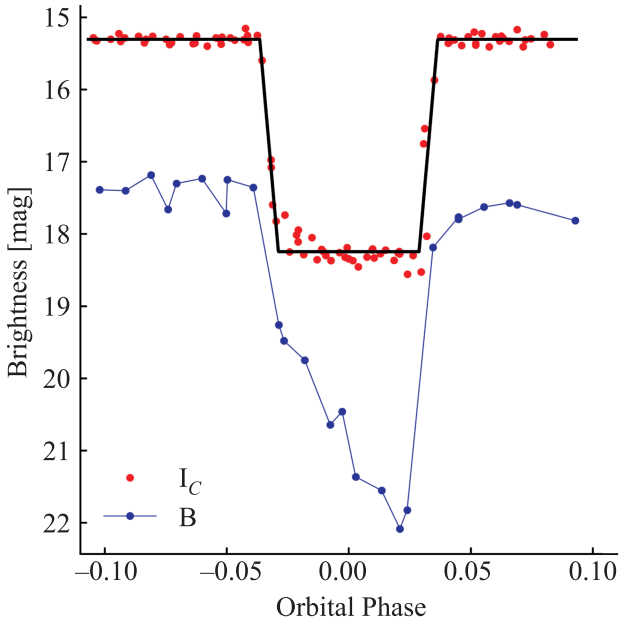

Рис. 3. Кривые блеска Gaia23cer около затмения в полосах B и I_C. Черная линия — аппроксимация профиля затмения трапецоидом.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Усредненные спектры Gaia23cer по данным 12/13 сентября и 19/20 октября (для гризмы VPHG1200G) показаны на рис. 4а. Спектры содержат типичный для поляров набор спектральных линий: бальмеровские линии водорода, линии нейтрального гелия и линию ионизованного гелия HeII λ4686. Обращает на себя внимание сильное различие в остаточной интенсивности линии HeII λ4686 между двумя сетами спектральных наблюдений: в наблюдениях 19/20 октября эта линия практически исчезает, в то время как 12/13 сентября ее интенсивность составляет примерно половину от интенсивности линии Hβ. Данное явление можно связать с переходом поляра в пониженное состояние 19/20 октября. Действительно, фотометрические наблюдения на SCORPIO-1, выполненные сразу перед спектральными наблюдениями, показывают понижение блеска Gaia23cer на $\Delta R_C = 1{-}1.5^m$ в ночь 19/20 октября по сравнению с ночью 12/13 сентября (см. рис. 2).

На рис. 4б показан набор профилей линий Hβ, Hγ и HeII λ4686, полученный около фазы затмения 12/13 сентября. Затмение источника эмиссий запаздывает относительно затмения белого карлика на $\Delta\varphi = 0.04 \pm 0.02$. Это можно видеть из сравнения спектров, полученных в фазах $\varphi = 0.972$ и $\varphi = 0.042$. Хотя первый спектр получен ближе к центру затмения белого карлика ($\varphi = 0$), чем второй, он демонстрирует значительно более сильные линии (в фазе $\varphi = 0.042$ видны лишь слабые следы линий). Отмеченное явление естественно при формировании линий в аккреционной струе. Известно, что струя, вытекающая из точки Лагранжа L_1, действием силы Кориолиса отклоняется от линии, соединяющей центры звезд двойной системы, в направлении орбитального движения донора. Соответственно, затмение струи донором происходит позднее затмения белого карлика. На рис. 4б также видна двухпиковая структура профилей линий Hβ и HeII λ4686 на фазе $\varphi = 0.95$. Вероятно, явление вызвано абсорбционной деталью вблизи центра линии, появившейся в результате покрытия оптически толстой аккреционной струей аккреционного пятна. Такое явление распространено у затменных поляров (см., например, Кочкина и др., 2023; Родригес и др., 2023; Борисов и др., 2016).

Лучевые скорости Gaia23cer определялись путем аппроксимации гауссианой линии Hβ, которая имела наилучшее отношение сигнал–шум в двух рядах спектральных наблюдений. Полученная по данным двух ночей кривая лучевых скоростей была свернута с орбитальным периодом и показана на рис. 5. Видно, что лучевые скорости модулированы с орбитальным движением и имеют высокую полуамплитуду $K \approx 450$ км/с, свойственную переменным типа AM Her. Максимум лучевой скорости достигается около фазы орбитального периода $\varphi \approx 0$, что также ожидаемо для системы типа AM Her (см., например, Борисов и др., 2016).

На рис. 6 показан усредненный спектр Gaia23cer, полученный при помощи гризмы VPHG550G. Он покрывает диапазон 4200–7100 Å и является довольно шумным из-за легкой облачности в период наблюдений. Спектр имеет красный циклотронный континуум без различимых циклотронных гармоник. Заметны слабые абсорбционные σ^-, π, σ^+ компоненты зеемановского расщепления линии Hα. Сравнение их положения с диаграммой расщепления линии Hα, представленной на том же рисунке, дает значение индукции магнитного поля $B = 15.2 \pm 1.1$ МГс. Отметим, что в представленном спектре удалена теллурическая франгоуферова линия B. Удаление линии выполнялось путем деления спектра поляра на нормированный на континуум спектр звезды-стандарта. Длины волн компонентов зеемановского расщепления бальмеровских линий были рассчитаны с помощью кода Шимежек, Вуннер (2014).

5. БЕЛЫЙ КАРЛИК

Спектральное распределение энергии Gaia23cer восстановлено на основе архивных наблюдений обсерватории GALEX Боселли и др. (2011) в полосах FUV ($\lambda_{eff} \approx 1549$ Å) и NUV ($\lambda_{eff} \approx 2303$ Å), данных обзоров SDSS (полосы *u*, *g*, *r*, *i*; Ахумада и др., 2020) и Pan-STARRS Чамберс и др. (2016). К ним мы добавили потоки из обзора ZTF, соответствующие низкому состоянию поляра. Согласно трехмер-

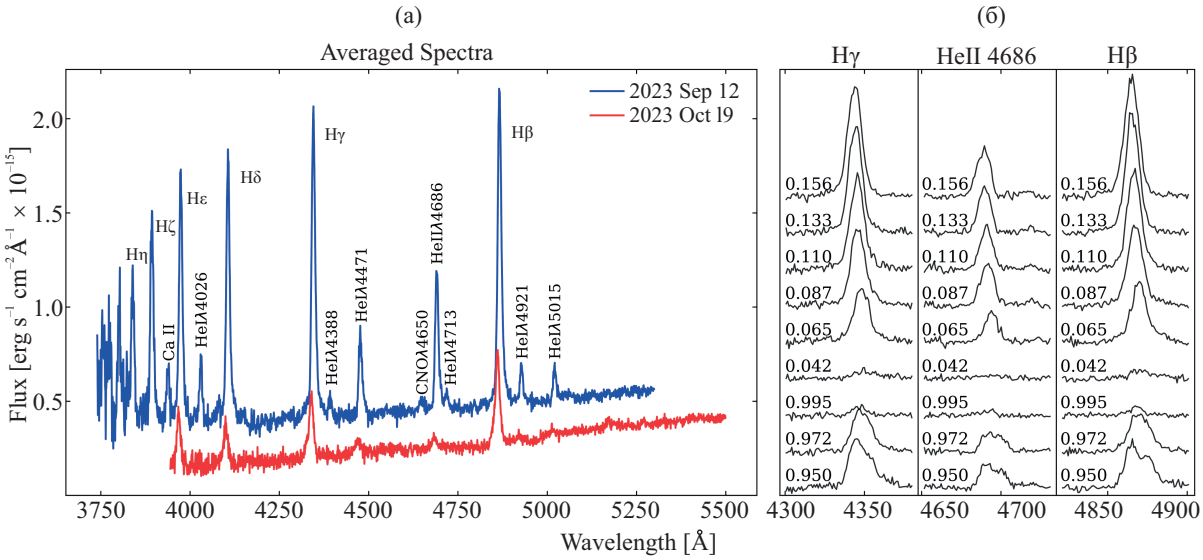

Рис. 4. а) — Усредненные спектры Gaia23cer по данным 12/13 сентября 2023 г. и 19/20 октября 2023 г. б) — Эволюция профилей линий Hβ, Hγ и HeII λ4686 около фазы затмения.

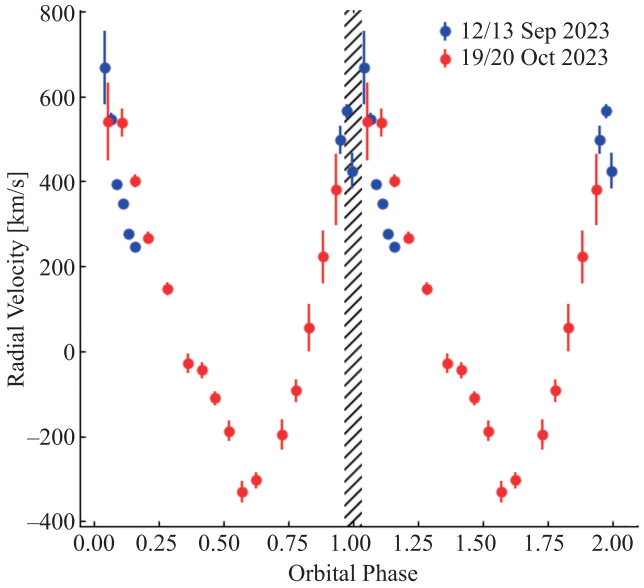

Рис. 5. Кривая лучевых скоростей Gaia23cer, построенная по данным наблюдений 12/13 сентября 2023 г. и 19/20 октября 2023 г. Заштрихованной областью указан промежуток времени, соответствующий затмению.

ным картам межзвездного поглощения STELISM[5] избыток цвета для Gaia23cer $E(B-V) = 0.024 \pm 0.017^m$ с соответствующим поглощением $A_V = 3.1E(B-V) = 0.074 \pm 0.053^m$. Наблюдаемые потоки Gaia23cer были исправлены за межзвездную экстинкцию согласно кривой поглощения Фитцпатрик (1999). Полученное спектральное распределение энергии Gaia23cer показано на рис. 7. Из сравнения потоков ZTF с потоками SDSS и Pan-STARRS видно, что последние были измерены в низком состоянии. Ввиду относительно слабого магнитного поля Gaia23cer, основным источником излучения в ультрафиолетовом диапазоне должен быть белый карлик. Также можно ожидать, что в низком состоянии основной вклад в оптическое излучение дает белый карлик.

Мы попытались воспроизвести спектральное распределение энергии Gaia23cer на основе спектров моделей атмосфер водородных (DA) белых карликов, рассчитанных Кестер (2010). Теоретические спектры интерполировались по эффективной температуре $T_{\rm eff}$ и ускорению силы тяжести $\log g$ при вычислении потоков для заданных параметров звезды. Теоретические потоки в фотометрических полосах вычислялись сверткой спектра белого карлика с соответствующими функциями пропускания[6]. Определение параметров белого карлика проводилось минимизацией квадратов отклонений наблюдаемых потоков F в фотометрических полосах от их теоретических оценок, т.е.

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{F_i - \theta^2 \hat{F}_i/4}{\sigma_i} \right)^2, \qquad (2)$$

где θ — угловой диаметр белого карлика, $\hat{F}$ — теоретический поток у поверхности звезды, σ — ошибка измерения потока. При свободном параметре θ минимум χ^2 достигается при температуре $T_{\rm eff} = 11350 \pm 650$ K и $\log g = 7.60$–8.47 (разброс параметров соответствует 95% уровню доверия). Диаграмма O–C для наилучшего решения представлена на рис. 7. На том же рисунке представлено сравнение оценок наблюдаемых потоков в центральных длинах волн фотометрических фильтров с теоретическим спектром белого карлика.

[5]https://stilism.obspm.fr, см. подробнее Лальемен и др. (2014); Капитанио и др. (2017); Лальемен и др. (2018).

[6]Функции пропускания использованных фильтров доступны на сайте http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/

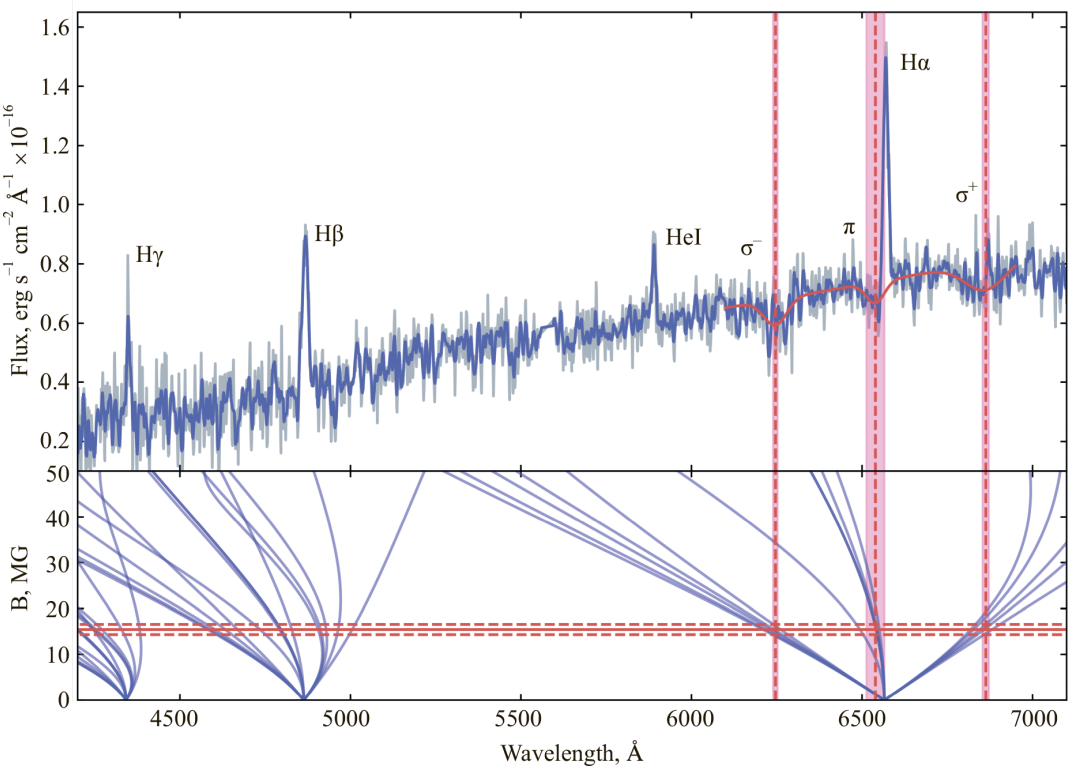

Рис. 6. Верхняя панель: спектр Gaia23cer (серая линия), результат его сглаживания методом Савицкого–Голея (синяя линия), а также аппроксимация окрестностей линии Hα суммой полинома низкой степени и трех гауссиан (красная линия). Нижняя панель: длины волн компонентов зеемановского расщепления линий Hα, Hβ, Hγ для диапазона индукции магнитного поля 0 – 50 МГс. Вертикальными линиями указано положение компонент зеемановского триплета Hα, горизонтальными линиями – оценка индукции магнитного поля и ее неопределенность.

Карта распределения χ^2 с 95% доверительной областью представлена на рис. 8.

Приведенные выше параметры атмосферы белого карлика найдены из описания формы спектрального распределения энергии, при котором угловой диаметр θ считался свободным параметром. Уточненное значение $\log g$ можно найти из связи углового диаметра θ с радиусом белого карлика R_1, который, в свою очередь, связан с массой как

$$R_1 = 0.78 \times 10^9 \mathrm{cm} \left[\left(\frac{M_{\mathrm{ch}}}{M_1} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{M_1}{M_{\mathrm{ch}}} \right)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где $M_{\mathrm{ch}} = 1.44 M_\odot$ Нойнберг (1972). Требование согласованности вычисленного углового диаметра белого карлика с его радиусом можно сформулировать в виде уравнения

$$2\frac{R_1(\log g)}{D} = \underset{\theta}{\mathrm{argmin}}\, \chi^2(\theta, \log g, T_{\mathrm{eff}}). \quad (4)$$

Таким образом, зная расстояние до объекта D, мы можем для набора температур решить последнее уравнение относительно $\log g$. Это дает нам еще одно решение в плоскости $T_{\mathrm{eff}} - \log g$, показанное на рис. 8. По каталогу Gaia DR3 параллакс Gaia23cer $p'' = (4.3261 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ (расстояние $D = 231 \pm 11$ Пк). В пределах доверительного интервала температур угловые диаметры соответствуют $\log g = 8.26–8.38$ или массе белого карлика $M_1 = 0.79 \pm 0.03 M_\odot$. Этой массе соответствует радиус $R_1 = 0.0101 \pm 0.0003 R_\odot$. Отметим, что продолжительность входа в затмение для белого карлика с таким радиусом равна $\Delta t_{\mathrm{ing}} \approx 30$ с (при наклонении орбиты $i = 85°$, см. следующий раздел). Это значение согласуется с ограничением на продолжительность входа в затмение $\Delta t_{\mathrm{ing}} < 47$ с, найденным из анализа фотометрии Gaia23cer (см. раздел 3).

6. ДОНОР

Ограничение на массу донора можно сделать из продолжительности затмения. На рис. 9 (верхняя панель) представлено решение в плоскости $i - M_2$ (i – наклонение орбитальной плоскости), обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения $\Delta t_{\mathrm{ecl}} = 401.30 \pm 0.81$ с. При его построении предполагалось, что форма донора описывается поверхностью его полости Роша. Из рисунка следует, что масса донора должна быть не менее $0.09 M_\odot$. Представленное решение получено из предположения затмения белого карлика, т.е. соответствует покрытию его центра. В действительности, из-за высокой светимости аккреционного пятна, в высоком состоянии про-

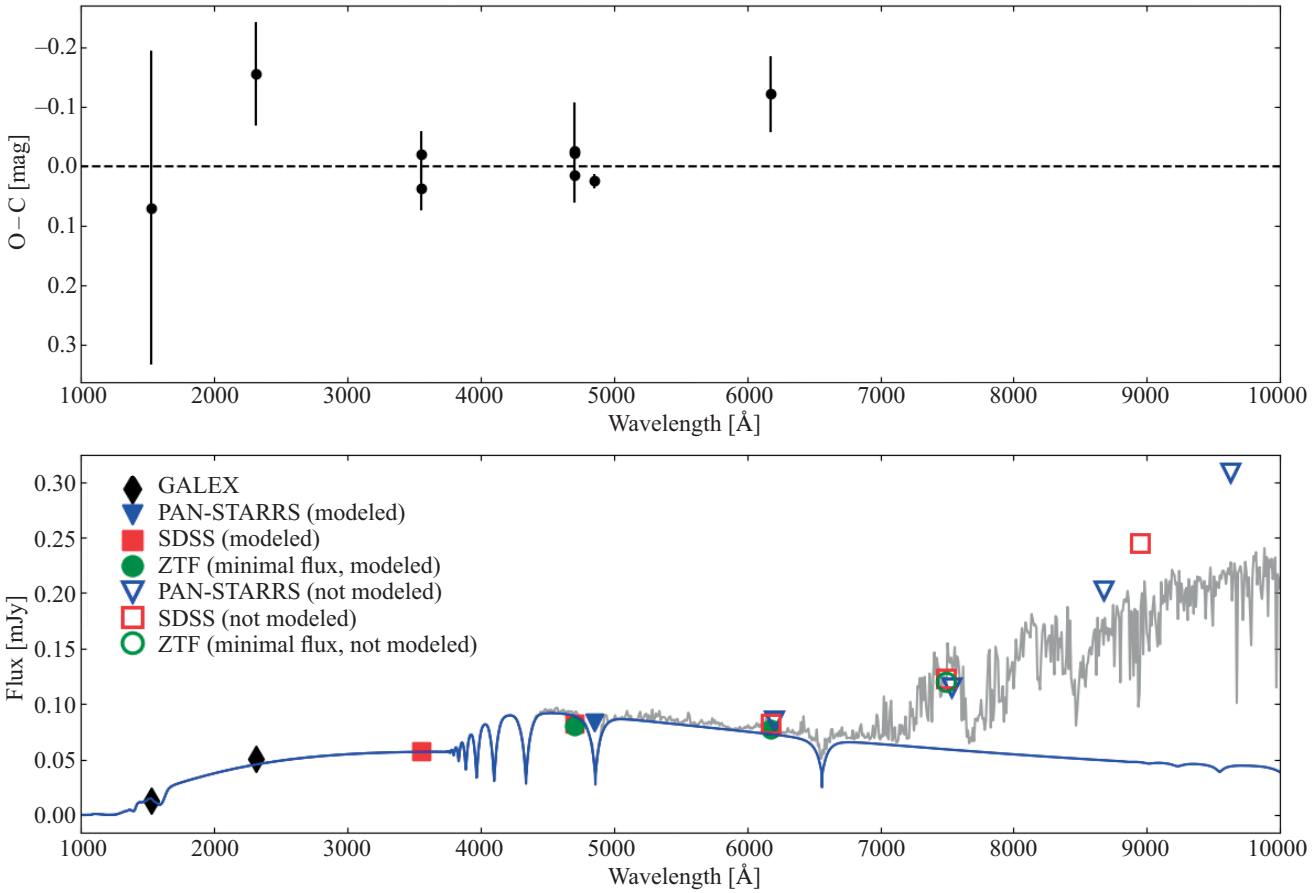

Рис. 7. Верхняя панель: диаграмма $O - C$ для моделируемых потоков в полосах ультрафиолетового и оптического диапазонов. Нижняя панель: сравнение наблюдаемых потоков Gaia23cer с теоретическим спектром белого карлика (синяя линия) и суммы спектров белого карлика и донора (серая линия).

филь затмения может отображать покрытие аккреционного пятна, а не белого карлика. Получить решение для затмения аккреционного пятна сложно из-за отсутствия информации о его координатах на поверхности звезды. Однако, чтобы оценить неопределенности, вызванные вкладом аккреционного пятна, на рис. 9 мы отобразили решение, соответствующее затмению точки поверхности белого карлика, обращенной в сторону донора. Видно, что масса донора может быть завышена на $\Delta M_2 = 0.004 M_\odot$, а наклонение — на $\Delta i = 0.5^\circ$.

Дополнительные ограничения на параметры системы можно наложить из полуэмпирической зависимости радиуса донора в катаклизмических переменных от его массы, данной МакАллистер и др., 2019 (см. также Книгге и др., 2011). В интервале масс $M_2 \in 0.063$–$0.2 M_\odot$ эта зависимость аппроксимируется степенной функцией

$$\frac{R_2}{R_\odot} = 0.225 \pm 0.008 \left(\frac{M_2}{0.2 M_\odot} \right)^{0.636 \pm 0.012}, \qquad (5)$$

которая показана на рис. 9 (нижняя панель). С другой стороны, эффективный радиус полости Роша донора R_L (т.е. радиус сферы, объем которой равен объему полости Роша) может быть оценен как

$$R_L = A \frac{0.5126 q^{0.7388}}{0.6710 q^{0.7349} + \ln\left(1 + q^{0.3983}\right)}, \qquad (6)$$

где $A = \left(M_2 (1 + 1/q) P_{\rm orb}^2 \right)^{1/3}$ — большая полуось системы, $q = M_2/M_1$ — отношение масс компонент. Формула (6) справедлива для полностью конвективных звезд Сироткин, Ким (2009); Книгге и др. (2011), описываемых политропными моделями с индексом $n = 3/2$. Поскольку наша система находится ниже пробела периодов ($P_{\rm orb} < 2$ ч), она должна содержать полностью конвективный донор Книгге и др. (2011). Из рис. 9 следует, что эффективный радиус полости Роша согласуется с полуэмпирической зависимостью $R_2 - M_2$ в диапазоне масс $M_2 \in 0.10$–$0.13 M_\odot$ и диапазоне радиусов $R_2 \in 0.152$–$0.164 R_\odot$. Возвращаясь к решению в плоскости $i - M_2$, видим, что этому диапазону масс соответствует наклонение орбитальной плоскости $84.3^\circ \le i \le 87.0^\circ$.

В полосе i в низком состоянии значителен вклад от донора в интегральное излучение системы. На

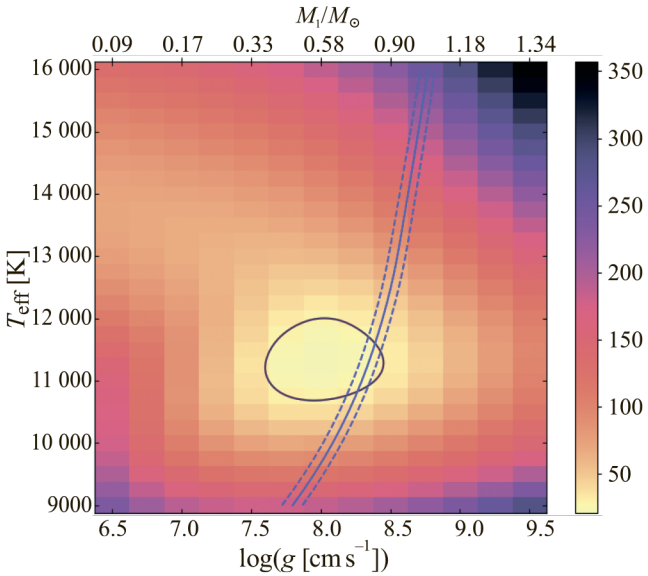

Рис. 8. Карта распределения χ^2 в плоскости $T_{\rm eff}$ – $\log g$, полученная при моделировании спектрального распределения энергии Gaia23cer моделью белого карлика. Черная замкнутая линия соответствует 95% уровню доверия. Синяя линия представляет собой зависимость $\log g - T_{\rm eff}$, выведенную из соответствия углового диаметра белого карлика его параметрам атмосферы (см. подробнее текст).

это указывает двухгорбая кривая блеска, показанная на рис. 1 (нижняя панель). Такое поведение блеска ожидается для эффекта эллипсоидальности вторичной компоненты. Данная кривая блеска была промоделирована нами моделью полуразделенной двойной системы с использованием программного кода PHOEBE[7] Прша и др. (2016). Моделирование проводилось при найденных в предыдущем разделе параметрах белого карлика ($M_1 = 0.79 M_\odot$, $R_1 = 0.01 R_\odot$, $T_{\rm eff} = 11\,350$ K). Масса донора была принята равной $0.12 M_\odot$, а наклонение орбитальной плоскости зафиксировано на значении $i = 85^\circ$. Интенсивность излучения обеих компонент вычислялась в чернотельном приближении, а потемнение диска к краю для донора учитывалось в рамках линейного закона (выбор чернотельного приближения обусловлен выходом за пределы сетки параметров моделей атмосфер, используемых в PHOEBE, вблизи точки Лагранжа L_1). Параметры потемнения находились интерполяцией таблиц Кларет и др., 2016, рассчитанных для моделей атмосфер PHOENIX. Наилучшее описание наблюдений было достигнуто для температуры донора $T \approx 2850$ K. Сравнение наблюдаемой и модельной кривой показано на рис. 1.

Блеск Gaia23cer в затмении в низком состоянии составляет $i = 19.41 \pm 0.02^m$ и может быть использован для оценки температуры донора. Мы рассчитали модельные потоки у поверхности звезды в полосе i путем свертки синтетических спектров холодных звезд BT-Settl (CIFIST) Аллард и др. (2003, 2011) с функцией пропускания фотометрического фильтра. Химический состав атмосферы донора был принят равным солнечному. Согласие наблюдаемого и модельного потока при расстоянии до Gaia23cer $D = 231 \pm \pm 11$ Пк и радиусе донора $R \in 0.152{-}0.164 R_\odot$ достигается для температуры $T_{\rm eff} = 2900 \pm 40$ K. Эта оценка температуры близка к температуре, найденной из моделирования кривой блеска Gaia23cer в низком состоянии. На рис. 7 показано сравнение спектрального распределения энергии Gaia23cer в низком состоянии с суммарным спектром белого карлика и донора. Видно, что донор дает слабый вклад в полосы g и r (не более 8%). В полосах z и y потока от звездных компонент недостаточно для описания наблюдаемого потока. Вероятно, для длин волн $\lambda \gtrsim 9000$ Å существенен вклад циклотронного излучения даже в низком состоянии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнено фотометрическое и спектральное исследование нового затменного поляра Gaia23cer. Ниже мы резюмируем основные выводы проведенной работы.

В долговременных кривых блеска Gaia23cer выделяются низкие и высокие состояния, различающиеся по блеску на $\Delta r \approx 2.5^m$ и обусловленные сменой темпа аккреции. Орбитальный период поляра составляет $P_{\rm orb} = 102.0665 \pm 0.0015$ мин. Имеются глубокие затмения, продолжительностью 401.30 ± 0.81 с. В высоком состоянии профиль затмения имеет асимметрию, вызванную затмением аккреционной струи. В этом же состоянии оптические кривые блеска имеют двухгорбую внезатменную переменность, по-видимому обусловленную двухполюсной аккрецией. В низком состоянии значителен вклад донора в полосе i, что проявляется в виде эффектов эллипсоидальности.

Спектры Gaia23cer демонстрируют красный циклотронный континуум без различимых циклотронных гармоник, который часто встречается у поляров с низким магнитным полем $B \lesssim 20$ МГс Швопе и др. (1995); Швопе и Менгель (1997); Колбин и др. (2023). На слабое магнитное поле белого карлика указывает оценка индукции магнитного поля $B = 15.2 \pm 1.1$ МГс, полученная по зеемановскому абсорбционному триплету линии Hα. Нужно отметить, что в отличие от линии Hα, зеемановские компоненты Hβ и Hγ при более чем в два раза слабой циклотронной подложке не наблюдаются. Вероятно, зеемановское расщепление Hα образуются в холодном гало, окружающем аккреционное пятно (Ахиллеос и др., 1992), см. также Швопе и др., 1995; Колбин и др., 2023. Поведение эмиссионных линий типично для систем типа AM Her. Лучевые скорости модулированы с орбитальным периодом и имеют высокую по-

[7] Код PHOEBE доступен по адресу: http://www.phoebe-project.org

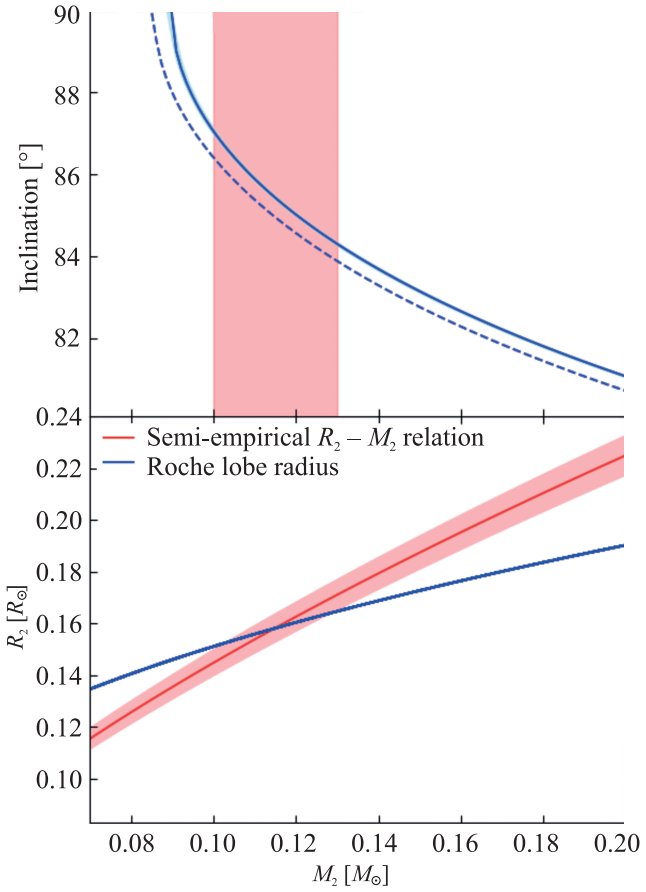

Рис. 9. Верхняя панель: решение в плоскости $i - M_2$, обеспечивающее продолжительность затмения Gaia23cer (синяя линия). Пунктирной линией указано решение, соответствующее затмению точки поверхности белого карлика (аккреционного пятна), наиболее близкой к донору. Красной областью указан диапазон возможных масс донора, полученный из требования равенства радиуса полости Роша эволюционному радиусу (см. нижнюю панель). Нижняя панель: полуэмпирическая зависимость радиус–масса для доноров в катаклизмических переменных (красная линия), а также зависимость эффективного радиуса полости Роша донора R_L от его массы (синяя линия). Радиус R_L слабо зависит от массы аккретора M_1 при фиксированном периоде $P_{\rm orb}$, а представленная кривая $R_L(M_2)$ является семейством неразличимых решений для $M_1 \in 0.4{-}1.44\,M_\odot$.

луамплитуду $K \approx 450$ км/с. Заметно различие во времени затмения белого карлика и источника эмиссии на $\Delta\varphi \approx 0.04$, ожидаемого при формировании линий в аккреционной струе.

Путем моделирования спектрального распределения энергии в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах сделана оценка параметров атмосферы белого карлика $T_{\rm eff} = 11\,350 \pm 650$ K и $\log g = 8.26{-}8.38$. Температура $T \sim 10\,000$ K типична для белых карликов катаклизмических переменных ниже пробела периодов $P_{\rm orb} \lesssim 2$ ч Таунсли и Гэнзике (2009); Пала и др. (2022). Указанному диапазону логарифмов ускорения силы тяжести соответствует масса белого карлика $M_1 = 0.79 \pm 0.03\,M_\odot$ и радиус $R_1 \approx 0.01\ R_\odot$. Полученная масса близка к средней массе белого карлика в катаклизмических переменных $\langle M_1 \rangle = 0.83 \pm 0.23\,M_\odot$ Зоротович и др. (2011).

Продолжительность затмения в Gaia23cer дает ограничение на массу донора $M_2 \geq 0.09\,M_\odot$. Таким образом, масса донора в Gaia23cer превышает предельную массу $M_{\rm bounce} = 0.063^{+0.005}_{-0.002}\,M_\odot$ МакАллистер и др. (2019), начиная с которой эволюция системы изменяется с уменьшающегося периода на увеличивающийся. Из требования равенства эволюционного радиуса донора эффективному радиусу полости Роша масса донора должна лежать в диапазоне $M_2 \in 0.10{-}0.13\,M_\odot$. Продолжительность затмения для этого диапазона масс обеспечивается для интервала наклонений орбиты $i \in 84.3{-}87.0°$. Путем моделирования кривой блеска в i-полосе в низком состоянии сделана оценка температуры донора $T \approx 2850$ K. Температура донора также определена из блеска в затмении и известного расстояния до Gaia23cer. Полученная таким образом оценка $T = 2900 \pm 40$ K согласуется с результатом моделирования кривой блеска. Отметим, что температура $T = 2900$ K ожидаема для эволюционного статуса Gaia23cer, в котором система, теряя угловой момент, успела пройти пробел периодов ($2\text{ ч} \lesssim P_{\rm orb} \lesssim 3$ ч), но еще не достигла предельного периода $P_{\rm min} \approx 76{-}82$ мин Книгге и др. (2011); МакАллистер и др. (2019).

В заключение отметим, что возможность надежного определения параметров компонентов Gaia23cer и, особенно, таких эволюционных индикаторов как температура белого карлика и радиус донора, делают его интересным объектом для понимания особенностей эволюции двойных систем с замагниченными компонентами. Кроме того, благодаря довольно высокой яркости ($r = 16.5{-}18.5^m$ вне затмений) и наличию затмений, Gaia23cer является интересным объектом для исследования магнитоконтролируемой аккреции методами допплеровского картирования Марш, Швопе (2016), Стокс-картирования Колбин, Борисов (2020) и затменного картирования Харроп-Аллин и др. (1999, 2001).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Колбина А. И., Кочкиной В. Ю., Сусликова М. В. (анализ спектров и фотометрии, определение параметров компонент двойной системы) выполнена при поддержке гранта Российского фонда научных исследований № 22-72-100064 (https://rncf.ru/projects/22-72-10064). Наблюдения А. А. Сосновского были выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-01080, https://rscf.ru/project/23-72-01080. Наблюдения С. Ю. Шугарова на телескопе Цейсс-600 (Татранска Ломница, Словакия) поддержаны грантом Словацкого Агентства Исследований и Развития APVV № 20-0140, а также грантом Словацкой академии наук

VEGA № 2/0030/21. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллард и др. (F. Allard, T. Guillot, H.-G. Ludwig, et al.), IAUS **211**, 325 (2003).
2. Аллард и др. (F. Allard, D. Homeier, B. Freytag), ASPC **448**, 91 (2011).
3. Афанасьев и Моисеев (A. V. Moiseev, V. L. Afanasiev), Astron. Lett. **31**, 194 (2005).
4. Ахиллеос и др. (N. Achilleos, D.T. Wickramasinghe, K. Wu,), MNRAS **256**, 80 (1992).
5. Ахумада и др. (R. Ahumada, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **249**, 3 (2020).
6. Беллони и Шрайбер (D. Belloni, M. R. Schreiber), MNRAS **492**, 1523 (2020).
7. Беллони и др. (D. Belloni, M. R. Schreiber, A. F. Pala, et al.), MNRAS **491**, 5717 (2020).
8. Борисов и др. (N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N.A. Katysheva, et al.), Astrophys. Bull. **71**, 101 (2016).
9. Боселли, Бойссиер и др. (A. Boselli, S. Boissier, S. Heinis, et al.), Astron. Astrophys.., **528**, 107 (2011).
10. ВандерПлас (J. T. VanderPlas), Astrophys. J. Suppl. Ser. **236**, 16 (2018).
11. ван Доккум (P. G. van Dokkum), PASP **113**, 1420 (2001).
12. Зоротович и др. (M. Zorotovic, M. R. Schreiber, B. T. Gänsicke), Astron. Astrophys. **536**, 42 (2011).
13. Капитанио и др. (L. Capitanio, R. Lallement, J. L. Vergely, M. Elyajouri, A. Monreal-Ibero), Astron. Astrophys. **606**, A65 (2017).
14. Кестер (D. Koester), Memorie della Societa Astronomica Italiana **81**, 921 (2010).
15. Кларет и др. (A. Claret, P. H. Hauschildt, S. Witte), Astron. Astrophys. **546**, A14 (2012).
16. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, J. Patterson), Astrophys. J. Suppl. Ser. **194**, 28 (2011).
17. Колбин, Борисов (A. I. Kolbin, N. V. Borisov), Astron. Lett. **46**, 812 (2020).
18. Колбин, Борисов и др. (A. I. Kolbin, N. V. Borisov, N. A. Serebriakova, et al.), MNRAS **511**, 20 (2022).
19. Колбин и др. (A. I. Kolbin, N. V. Borisov, A. N. Burenkov, et al.), Astron. Lett. **49**, 129 (2023).
20. Кочкина и др. (V. Yu. Kochkina, A. I. Kolbin, N. V. Borisov, I.F. Bikmaev), Astron. Lett. **49**, 706 (2023).
21. Кроппер (M. Cropper), Space Science Reviews **54**, 195 (1990).
22. Лальемен и др. (R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette et al.), Astron. Astrophys. **561**, A91 (2014).
23. Лальемен и др. (R. Lallement, L. Capitanio, L. Ruiz-Dern et al.), Astron. Astrophys. **616**, A132 (2018).
24. Ли (J. Li), ASPC **157**, 235 (1999).
25. МакАллистер и др. (M. McAllister, S. P. Littlefair, S. G. Parsons, V. S. Dhillon, et al.), MNRAS **486**, 5535 (2019).
26. Марш, Швопе (T. R. Marsh, A. D. Schwope), ASSL **439**, 195 (2016).
27. Маски и д.р. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), PASP **131**, 995 (2018).
28. Нойнберг (M. Nauenberg), Astrophys. J. **175**, 417 (1972).
29. Пала и др. (A. F. Pala, B. T. Gänsicke, D. Belloni, S. G. Parsons, T. R. Marsh, et al.), MNRAS **510**, 6110 (2022).
30. Прша и др. (A. Prša, K. E. Conroy, M. Horvat, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **227**, 29 (2016).
31. Родригес и др. (A. Rodriguez, S. Kulkarni, T. Prince, et al.), Astrophys. J. **945**, 141 (2023).
32. Симон и др. (A. O. Simon, A. V. Grytsai, V. O. Ponomarenko, et al.), Astron. Telegram # 16240 (2023).
33. Сироткин, Ким (F. Sirotkin, W.-T. Kim), Astrophys. J. **698**, 715 (2009).
34. Сосновский и др. (A. Sosnovskij, E. Pavlenko, A. Simon, S. Shugarov), Astron. Telegram # 16249 (2023).
35. Таунсли и Гэнзике (D. M. Townsley, B. T. Gänsicke), Astrophys. J. **693**, 1007 (2009).
36. Фитцпатрик (E. L. Fitzpatrick), PASP **111**, 63 (1999).
37. Хамери и др. (J.-M. Hameury, A. R. King, J.-P. Lasota), MNRAS **218**, 695 (1986).
38. Харроп-Аллин и др. (M. K. Harrop-Allin, M. Cropper, P. J. Hakala, C. Hellier, et al.), MNRAS **308**, 807 (1999).
39. Харроп-Аллин и др. (M. K. Harrop-Allin, S. B. Potter, M. Cropper), MNRAS **326**, 788 (2001).
40. Ходжкин и др. (S. T. Hodgkin, E. Breedt, A. Delgado, et al.), TNSTR **2023-2191**, (2023).
41. Чамберс и др. (K. C. Chambers, E. A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, et al.), arXiv:1612.05560.
42. Швопе и др. (A. D. Schwope, K. Beuermann, S. Jordan), Astron. Astrophys. **301**, 447 (1995).
43. Швопе и Менгель (A. D. Schwope, S. Mengel), Astronomische Nachrichten **318**, 25 (1997).
44. Шимежек, Вуннер (C. Schimeczek, G. Wunner), Astrophys. J. Suppl. Ser. **212**, 26 (2014).
45. Шрайбер и др. (M. R. Schreiber, D. Belloni, B. T. Gänsicke, et al.), Nature Astron. **5**, 648 (2021).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 50, № 5, с. 325–338

ОБДИРАНИЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В СОСТАВЕ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ В ПАРЕ С ЧЕРНОЙ ДЫРОЙ

© 2024 г. Н. И. Крамарев[1,2*], А. Г. Куранов[2], А. В. Юдин[1,3], К. А. Постнов[2]

[1] *НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*
[2] *Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*
[3] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию: 28.09.2023 г.
После доработки 29.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Рассмотрены последние стадии эволюции пары нейтронная звезда – черная дыра. Согласно современной парадигме, такие системы в конце концов сливаются, что в некоторых случаях сопровождается приливным разрушением нейтронной звезды. С помощью аналитических методов показано, что в зависимости от параметров системы (начальные массы и собственные моменты импульса компонентов, уравнение состояния нейтронной звезды) также возможен сценарий медленного (порядка нескольких секунд) приливного обдирания нейтронной звезды черной дырой. Дойдя до нижнего предела масс (около одной десятой массы Солнца), нейтронная звезда взрывается, производя сравнительно мощный электромагнитный транзиент. Проведенные популяционные расчеты показывают, что в зависимости от модельных предположений эволюции тесных двойных систем (значение параметра эффективности стадии с общей оболочкой, механизм взрыва сверхновой) и начальной металличности звездной популяции, механизм обдирания возможен в 50–90% случаев среди всех сливающихся пар нейтронных звезд – черных дыр. Из-за большой массы выброшенного вещества излучение килоновой в таком сценарии имеет хорошие перспективы обнаружения.

Ключевые слова: нейтронные звезды, черные дыры, тесные двойные системы, гравитационные волны, килоновые, гамма-всплески.

DOI: 10.31857/S0320010824050027, **EDN:** MYLGGR

1. ВВЕДЕНИЕ

Слияния двойных нейтронных звезд (НЗ), а также НЗ с черными дырами (ЧД) полвека привлекают внимание астрофизиков как гипотетические источники мощных гравитационно-волновых (ГВ) и электромагнитных (ЭМ) транзиентов, в частности гамма-всплесков (Латтимер и Шрамм, 1974; Кларк и Эрдли, 1977; Блинников и др., 1984; Эйхлер и др., 1989). Выброшенное в ходе такого слияния нейтронно-избыточное вещество является подходящим местом для синтеза тяжелых элементов. Поэтому высказывалось предположение (Ли и Пачинский, 1998), что процесс нуклеосинтеза должен быть связан с феноменом так называемой килоновой: долгоживущим тепловым транзиентом, излучающим в оптическом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах ЭМ спектра (Мецгер и др., 2010). Эти представления получили надежное подтверждение после 17 августа 2017 г., когда были практически одновременно зарегистрированы ГВ-событие GW170817 и гамма-всплеск GRB170817A от пары сливающихся НЗ (Аббот и др., 2017). Вскоре было также обнаружено ассоциированное с GW170817 излучение килоновой AT2017gfo (Виллар и др., 2017).

Тем не менее до сих достоверно не найдено ни одного источника ЭМ излучения от слияний пар НЗ-ЧД (Бхаттачария и др., 2019; Экангер и др., 2023). Оценки, сделанные методом популяционного синтеза, не дают оптимистической перспективы дальнейшего обнаружения килоновых (Дрозда и др., 2022) и гамма-всплесков (Постнов и др., 2020) от таких слияний. Исходя из современной парадигмы слияний НЗ-ЧД (Кютоку и др., 2021), это связано с двумя причинами. Во-первых, события быстрого приливного разрушения НЗ до ее поглощения ЧД, при которых происходит выброс вещества, оказываются редки по сравнению с событиями без приливного разрушения. Во-вторых, масса выброшенного в ходе разрушения НЗ вещества будет существенно меньше, чем при слиянии двух НЗ. По этой причине слияния в паре НЗ-ЧД дают сравнительно слабые и трудно обнаруживаемые ЭМ транзиенты.

Поэтому наряду с широко обсуждаемыми сценариями слияния систем НЗ-ЧД (сопровождаемыми или не сопровождаемыми быстрым приливным разрушением НЗ), здесь мы также предлагаем рассмотреть возможность медленного обдирания НЗ массивным компонентом.

До сих пор сценарий обдирания развивался только для систем НЗ-НЗ (Блинников и др., 1984, 2021, 2022; Крамарев и Юдин, 2023а). Суть его в следующем: в ходе сближения НЗ с более массивным компонентом (другой НЗ или ЧД) из-за излучения ГВ, маломас-

*Электронный адрес: kramarev-nikita@mail.ru

сивная НЗ заполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный второй компонент. Из-за аккреции вещества асимметрия системы увеличивается, и компоненты отдаляются друг от друга. Процесс обдирания идет в сравнительно долгой шкале времени (порядка секунд), определяемой темпом потери системой момента импульса, уносимого ГВ. В итоге маломассивная НЗ достигает минимального предела массы НЗ (порядка десятой массы Солнца), теряет гидродинамическую устойчивость и взрывается, производя мощный ЭМ транзиент и внося вклад в космический синтез тяжелых элементов (Блинников и др., 1990; Панов и Юдин, 2020; Юдин, 2022; Йип и др., 2023). Из-за достаточно большой массы выброшенного вещества, механизм обдирания НЗ в двойной системе НЗ-ЧД с наблюдательной точки зрения оказывается более перспективным по сравнению с приливным разрушением НЗ (Кавагаши и др., 2016)[1]. Главный вопрос — возможен ли такой сценарий в природе? И если да, то насколько часто он реализуется по сравнению с приливным разрушением НЗ? Ответам на эти вопросы посвящена данная работа.

План статьи следующий: сначала мы опишем условия, при которых реализуется тот или иной сценарий эволюции систем НЗ-ЧД, а также аналитически определим массовые границы между сценариями. После этого методами популяционного синтеза найдем долю систем НЗ-ЧД, которые в конце своей эволюции будут обдираться. В заключительных разделах мы суммируем основные результаты работы и обсудим перспективы дальнейшего развития задачи.

2. ПОСЛЕДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ НЗ-ЧД

2.1. Стадия сближения НЗ и ЧД

НЗ и ЧД с массами $M_{\rm NS}$ и $M_{\rm BH}$, входящие в состав тесной двойной системы, в течение долгого времени сближаются из-за потери энергии и орбитального момента импульса на излучение ГВ (рис. 1). Хотя начальный эксцентриситет системы, e, может быть достаточно велик (Ксинг и др., 2023), к началу массообмена под влиянием излучения ГВ его значение будет пренебрежимо мало, $e \leq 10^{-3}$ (Ковальська и др., 2011). Поэтому здесь и далее мы будем считать, что компоненты вращаются по круговым орбитам, $e = 0$[2].

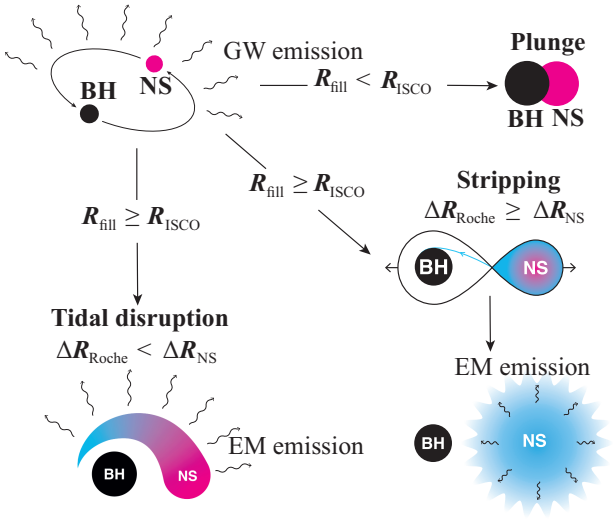

Рис. 1. Три сценария конечной эволюции двойной системы НЗ-ЧД: поглощение НЗ (Plunge), быстрое приливное разрушение НЗ до поглощения (Tidal disruption) и медленное обдирание НЗ (Stripping) (подробности см. в тексте).

2.2. Выброс вещества в ходе массообмена

Принципиальная возможность выброса вещества в ходе слияния системы НЗ-ЧД определяется соотношением двух характерных радиусов системы. Сначала определим радиус последней устойчивой круговой орбиты вокруг ЧД, $R_{\rm ISCO}$, зависящий от удельного собственного момента импульса (спина) ЧД, $\chi_{\rm BH} = 2J_{\rm BH}/R_{\rm g}M_{\rm BH}c$, где $R_{\rm g} = 2GM_{\rm BH}/c^2$ — гравитационный радиус ЧД, и угла наклона спина ЧД по отношению к орбитальному моменту системы, $\theta_{\rm BH}$. В общем случае $R_{\rm ISCO}$ не может быть выражен аналитически, его значение можно найти только численно (см., например, Ризолла, 2016). Тем не менее с точностью до членов $O\left(\chi_{\rm BH}^2\right)$ радиус последней устойчивой орбиты равен своему значению в плоскости, перпендикулярной спину ЧД (на *экваторе*):

$$R_{\rm ISCO}\left(\chi_{\rm BH}, \theta_{\rm BH}\right) = R_{\rm ISCO}^{\rm eq}(l), \qquad (1)$$

где в качестве единственного аргумента выступает проекция спина ЧД, $l = \chi_{\rm BH}\cos\theta_{\rm BH}$. Радиус последней устойчивой круговой орбиты на экваторе описывается хорошо известной аналитической формулой (Бардин и др., 1972):

$$\frac{R_{\rm ISCO}^{\rm eq}}{R_{\rm g}} = \frac{3 + Z_2 - {\rm sign}(l)\sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)}}{2}, \qquad (2)$$

[1] Некоторые гидродинамические расчеты (см., например, Лавлейс и др., 2013; Киучи и др., 2015; Хаяши и др., 2021, 2022) демонстрируют существенную массу выброшенного вещества. Тем не менее эти результаты получены для экстремально больших удельных собственных моментов импульса ЧД, $\chi_{\rm BH} \gtrsim 0.7$, и/или относительно малых отношений масс компонентов, $M_{\rm BH}/M_{\rm NS} \lesssim 3$, что слабо согласуется как с современными популяционным расчетами (Ксинг и др., 2023), так и ГВ-наблюдениями кандидатов в системы НЗ-ЧД (Зу и др., 2022).

[2] Аналитическое исследование процесса обдирания в системе НЗ-ЧД с ненулевым эксцентриситетом можно найти в работе Дэвис и др. (2005).

где мы ввели вспомогательные функции $Z_1(l) = 1 + \sqrt[3]{1-l^2}\left[\sqrt[3]{1+l} + \sqrt[3]{1-l}\right]$ и $Z_2(l) = \sqrt{3l^2 + Z_1^2(l)}$. Безразмерный параметр l может меняться в пределах $l \in [-1; +1]$, а сам радиус — в пределах $R_{\rm ISCO}^{\rm eq} \in [4.5R_{\rm g}; 0.5R_{\rm g}]$ соответственно. Положительные значения l соответствуют движению по орбите в сторону вращения ЧД, отрицательные — наоборот. Как показывают результаты популяционного синтеза (Ксинг и др., 2023) и обработки ГВ-данных (Гомпертц и др., 2022), значения угла $\theta_{\rm BH}$ могут сильно отличаться от нуля, но при этом сам удельный спин ЧД и его проекция на ось орбитального момента оказываются близки к нулю[3]. Поэтому здесь и далее для $R_{\rm ISCO}$ мы будем пользоваться формулой (2) с аргументом $l = \chi_{\rm BH}\cos\theta_{\rm BH}$.

Наконец, введем характерный радиус системы, на котором НЗ заполняет свою полость Роша:

$$R_{\rm fill} = a\left(R_{\rm NS} = R_{\rm Roche}\right), \tag{3}$$

где a — расстояние между компонентами, $R_{\rm NS}(M_{\rm NS})$ — радиус НЗ, зависящий от ее массы в соответствии с выбранным уравнением состояния (УрС). Радиус полости Роша, $R_{\rm Roche}$, параметризуется стандартным образом (Эгглтон, 1983):

$$a = \frac{R_{\rm Roche}}{f(q,z)}, \tag{4}$$

где $q = M_{\rm NS}/M_{\rm BH} \le 1$ — отношение масс компонентов, которое является мерой асимметричности системы. Зависимость функции f от параметра

$$z = \frac{2GM_{\rm tot}}{c^2 a}, \tag{5}$$

где $M_{\rm tot} = M_{\rm NS} + M_{\rm BH}$ — полная масса системы, учитывает релятивистские эффекты с точностью до второго порядка постньютоновского (2ПН) приближения (Ратковик и др., 2005):

$$f(q,z) = \frac{0.49q^{2/3}\left[1 + z\left(1.951q^{1/5} - 1.812\right)\right]}{0.6q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)}. \tag{6}$$

В дальнейшем нам также понадобится более компактная запись выражения (6): $f(q,z) = f_{\rm Egg}(q)[1 + zf_{\rm z}(q)]$. С математической точки зрения релятивистский параметр z, определяющий вклад эффектов общей теории относительности (ОТО), выступает в роли малого параметра задачи. Из формулы (5) ясен также его физический смысл: отношение гравитационного радиуса системы к расстоянию между компонентами. Хотя функция $f(q,z)$ неявно зависит от расстояния a, нетрудно показать, что a может быть явным образом выражено из уравнений (4–6).

Естественно, что выброс вещества в системе НЗ-ЧД оказывается возможен, только если НЗ заполнит свою полость Роша, предварительно не испытав поглощения ЧД, т.е. $R_{\rm fill} \ge R_{\rm ISCO}$ (рис. 1). А это в соответствии с вышесказанным определяется начальными массами компонентов, проекцией спина ЧД и УрС НЗ.

2.3. Устойчивость перетекания вещества и обдирание НЗ

Перейдем к центральной теме нашей работы, а именно: возможности долгого обдирания НЗ. Пусть в результате сближения компонентов НЗ заполнила свою полость Роша и не испытала поглощения ЧД. Для начала устойчивого перетекания вещества необходимо, чтобы при массообмене размер полости Роша НЗ рос быстрее ее радиуса[4]:

$$\dot{R}_{\rm Roche} \ge \dot{R}_{\rm NS}. \tag{7}$$

В случае нарушения этого условия, НЗ будет приливным образом разрушена с последующим образованием дискообразной или серповидной структуры вокруг ЧД (рис. 1). Используя уравнение изменения орбитального момента импульса системы, идущего на излучение ГВ, в простейшем случае можно получить следующее условие устойчивости: $q \le 2/3$ (Аранофски и Кролак, 1992; Портегиз Зварт, 1998)[5]. Учет изменения собственных моментов импульса компонентов может давать еще более оптимистичный результат (см. Крамарев и Юдин (2023а) для систем НЗ-НЗ). Также отметим, что полученная в Приложении С.1 обзора (Кютоку и др., 2021) аналитическая оценка отвергает любую возможность устойчивого перетекания вещества в системах НЗ-ЧД. Это связано с тем, что авторы ошибочно рассмотрели случай предельно компактных орбит и использовали более простую формулу для расстояния между компонентами: $R_{\rm fill} \lesssim R_{\rm NS}\, q^{-1/3}$. Более того, ни в одной из упомянутых аналитических оценок не учитывались эффекты ОТО.

В настоящей работе мы будем учитывать релятивистские эффекты в 2ПН приближении, поскольку релятивистский параметр z меняется на уровне

[3] Отметим, что в литературе часто используется так называемый эффективный удельный спин системы: $\chi_{\rm eff} = \left(M_{\rm BH}\chi_{\rm BH}\cos\theta_{\rm BH} + M_{\rm NS}\chi_{\rm NS}\cos\theta_{\rm NS}\right)/\left(M_{\rm BH} + M_{\rm NS}\right)$. Поскольку удельный спин НЗ можно с большой точностью считать равным нулю (см., например, формулу (2) из обзора Кютоку и др., 2021), $\chi_{\rm NS} = 0$, то эффективный удельный спин будет определяться более компактным выражением: $\chi_{\rm eff} = lM_{\rm BH}/\left(M_{\rm BH} + M_{\rm NS}\right)$.

[4] Напомним, что в области малых масс НЗ является объектом с отрицательным показателем соотношения масса-радиус.

[5] Впервые данный критерий устойчивости был получен Б. Пачинским с соавторами для звезд с глубокими конвективными оболочками (Пачинский и др., 1969).

нескольких десятков процентов. Подставим в критерий устойчивости (7) параметризацию (4). С учетом условия консервативности обмена веществом, $M_{\rm tot} = \text{const}$, он преобразуется к следующему виду:

$$\frac{\dot{a}}{a}\left[1-\frac{d\ln f}{d\ln z}\right] \geq \frac{\dot{M}_{\rm NS}}{M_{\rm NS}}\left[\frac{d\ln R_{\rm NS}}{d\ln M_{\rm NS}}-\frac{d\ln f}{d\ln q}(1+q)\right]. \quad (8)$$

Для связи изменения расстояния $\dot{a}$ с соответствующим ему изменением массы донора $\dot{M}_{\rm NS}$ воспользуемся уравнением изменения полного момента импульса системы:

$$\dot{J}_{\rm GW} = \dot{J}_{\rm orb} + \dot{J}_{\rm BH}, \quad (9)$$

где мы пренебрегли собственным моментом импульса НЗ в силу его малости. Уравнение (9) также определяет долговременную эволюцию системы в механизме обдирания. Это обдирание идет на масштабе времени, определяемом потерями полного момента импульса системы на излучение ГВ (см., например, Пачинский, 1967):

$$\dot{J}_{\rm GW} = -\frac{\sqrt{32}}{5}\nu J^{\rm N}_{\rm orb}\Omega^{\rm N}_{\rm orb}z^{2.5}, \quad (10)$$

где $J^{\rm N}_{\rm orb}$ и $\Omega^{\rm N}_{\rm orb}$ – орбитальный момент импульса системы и частота орбитального обращения компонентов в ньютоновском приближении. Здесь мы также ввели безразмерную комбинацию отношения масс $\nu = M_{\rm BH}M_{\rm NS}/M^2_{\rm tot}$, которая меняется в пределах $\nu \in [0; 0.25]$. Из используемой нами записи наглядно видно, что излучение ГВ является эффектом 2.5ПН порядка, поэтому формула (10) не требует уточнения.

Для дальнейшего анализа нужных нам параметров двойной системы с точностью до членов 2ПН мы будем пользоваться результатами, полученными в работах (Шафер и Векс, 1993; Векс, 1995). Так, орбитальный момент импульса системы может быть записан в следующем виде:

$$J_{\rm orb} = J^{\rm N}_{\rm orb}\left[1+z-\frac{3}{2\sqrt{8}}\left(2+\frac{3}{2}q\right)\frac{\nu l}{q}z^{1.5}+\right. \\ \left.+\frac{42-43\nu}{64}z^2\right], \quad (11)$$

где член при $z^{1.5}$ учитывает связь собственного момента импульса ЧД и орбитального момента импульса системы, так называемое *спин-орбитальное взаимодействие*.

Наконец, перейдем к анализу слагаемого $\dot{J}_{\rm BH}$, которое учитывает эффект аккреционной раскрутки массивного компонента, подробно исследованный нами ранее в ньютоновском приближении (Крамарев и Юдин, 2023b). Слагаемое $\dot{J}_{\rm BH}$ может быть записано в следующем виде:

$$\dot{J}_{\rm BH} = -\dot{M}_{\rm NS}\mathfrak{j}a^2\Omega^{\rm N}_{\rm orb}. \quad (12)$$

Функция $\mathfrak{j}$, удельный момент импульса аккрецирующего вещества, зависит от отношения массы НЗ к полной массе системы, $M_{\rm NS}/M_{\rm tot}$, и безразмерного радиуса остановки, $r_{\rm st}$. Вообще говоря, в ходе обдирания маломассивного компонента могут иметь место два режима аккреции (Любов и Шу, 1975). В одном случае струя аккрецирующего вещества бьет о поверхность аккретора. Если же точка минимального сближения струи аккрецирующего вещества $R_{\rm m}$ оказывается больше экваториального радиуса аккретора, то формируется аккреционный диск с внешним радиусом $R_{\rm d}$. Для описанных режимов аккреции радиус остановки равен:

$$r_{\rm st} = \begin{cases} R_{\rm st}/a, & R_{\rm st} \geqslant R_{\rm m}, \\ R_{\rm d}/a, & R_{\rm st} < R_{\rm m}. \end{cases} \quad (13)$$

Аппроксимации для функций $\mathfrak{j}$, $R_{\rm m}$ и $R_{\rm d}$ были получены в работе Крамарев и Юдин (2023b) в Ньютоновском приближении. Мы будем использовать эти аппроксимации в ОТО для расчета раскрутки ЧД, следуя подходу из работы Крамарев и Юдин (2023a). Для этого мы введем так называемый *эффективный радиус остановки* ЧД, $R_{\rm st}$, на котором аккрецирующее вещество будет передавать свой момент ЧД. Фактически, вводимый нами *радиус остановки* ЧД является единственным искусственным параметром задачи. Его использование на данном этапе исследований позволяет не решать ограниченную задачу трех тел в ОТО, что, впрочем, должно быть сделано в последующих работах.

Из формул (8–12) можно найти критерий устойчивости перетекания в 2ПН приближении. Но в силу его громоздкости здесь мы приведем данный критерий лишь в 1ПН приближении, где релятивистские поправки линейны по z:

$$\frac{d\ln R_{\rm NS}}{d\ln M_{\rm NS}} \geq (1+q)\left[\frac{d\ln f_{\rm Egg}}{d\ln q}+zq\frac{df_z}{dq}\right]- \\ -2(1-q)\left[1+z(2-f_z)\right]+2\mathfrak{j}(1+q)\left[1+z\left(1-f_z\right)\right]. \quad (14)$$

Соответствующее выражение в 2ПН приближении вынесено в Приложение. Отметим, что по сравнению с формулой (14) критерий устойчивости, полученный в 2ПН приближении (см. Приложение, формула (19)), также содержит зависимость от проекции удельного спина ЧД на ось орбитального момента, l, и соответствующего косинуса угла наклона, $\cos\theta_{\rm BH}$. Это связано с упомянутым выше эффектом спин-орбитального взаимодействия.

Таким образом, если система НЗ-ЧД с некоторыми начальными параметрами удовлетворяет полученному неравенству, то НЗ, заполнив свою полость Роша, будет медленно обдираться ЧД. В какой-то момент устойчивость перетекания потеряется, НЗ достигнет минимального предела массы и взорвется (Блинников и др., 2021).

3. МАССОВЫЕ ГРАНИЦЫ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ СЦЕНАРИЯМИ

3.1. Влияние релятивистских эффектов

С учетом всего вышесказанного, можно определить области начальных параметров компонентов, при которых реализуется тот или иной сценарий конечной эволюции системы НЗ-ЧД, а также оценить влияние различных эффектов. Сначала обсудим главное новшество нашей работы по сравнению с предыдущими аналитическими расчетами, а именно, вклад эффектов ОТО. На рис. 2 представлены массовые границы между сценариями слияния, приливного разрушения и обдирания НЗ в ньютоновском (сплошная линия) и втором постньютоновском (штрих-пунктирная линия) приближениях. Для определенности мы везде положили начальный спин ЧД равным нулю – его влияние на положение границ мы обсудим ниже отдельно. Любопытно, что учет релятивистских эффектов ведет к увеличению области начальных масс НЗ и ЧД, при которых реализуется сценарий обдирания. Это связано с тем, что орбитальный момент импульса системы, определяемый формулой (11), в 1ПН и 2ПН порядках оказывается больше чисто ньютоновского выражения. Получается, что к моменту заполнения НЗ своей полости при прочих равных условиях общий момент импульса системы будет больше, что способствует увеличению устойчивости перетекания вещества в такой системе. Вместе с тем учет релятивистской поправки для эффективного размера полости Роша (6) ведет к увеличению расстояния между компонентами, $R_{\rm fill}$, на котором НЗ заполняет свою полость Роша, что увеличивает ее шансы избежать поглощения ЧД. Все это в итоге расширяет область начальных масс компонентов, при которых реализуется механизм обдирания. Также для сравнения на рис. 2 проведена граница между сценариями обдирания и приливного разрушения в первом постньютоновском приближении (пунктирная линия) согласно аналитическому критерию (14)[6]. Как и должно быть, эта граница оказывается *зажата* между 2ПН и чисто ньютоновским приближениями. Здесь же отметим, что положение нижней границы для сценария

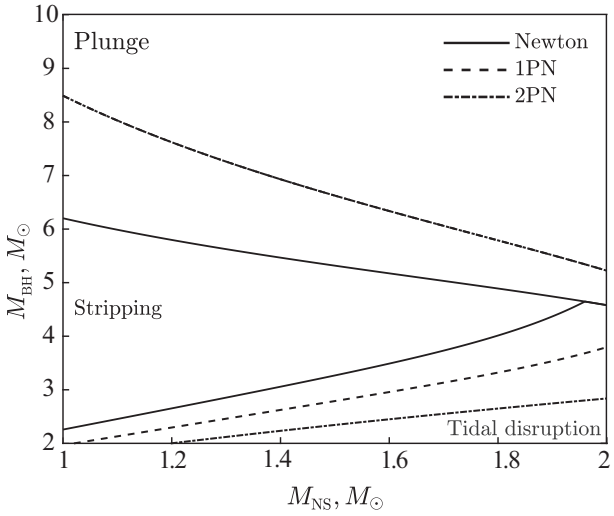

Рис. 2. Границы между сценариями конечной эволюции системы НЗ-ЧД для различных масс компонентов в чисто ньютоновском, а также первом и втором постньютоновских приближениях. Все расчеты по умолчанию проводились для следующих параметров: $l = 0$, $R_{\rm st} = R_{\rm g}$ и УрС BSk22 (подробности см. в тексте).

обдирания в ньютоновском пределе для $M_{\rm NS} = 1.4M_\odot$ на рис. 2 согласуется с результатами работы Дэвис и др. (2005).

Мы также исследовали влияние аккреционной раскрутки ЧД на положение массовой границы между сценариями приливного разрушения и обдирания НЗ. Вклад эффектов ОТО в чисто ньютоновской формуле (12) учтен путем подстановки различных *радиусов остановки*, $R_{\rm st}$. В данной работе нас прежде всего интересует вопрос влияния исследуемых эффектов на долю событий обдирания НЗ. Как видно из рис. 3, с уменьшением $R_{\rm st}$ область начальных масс, при которых реализуется механизм обдирания, также уменьшается. Это связано с тем, что для относительно малых отношений масс компонентов с уменьшением радиуса остановки доля перекачиваемого удельного момента импульса аккрецируемого вещества растет (см. сплошные синие и зеленые кривые на рис. 9 из работы Крамарев и Юдин, 2023b). Значит, в единицу времени будет теряться большая часть орбитального момента системы, что в итоге ведет к уменьшению устойчивости перетекания вещества. Для построения оценки снизу для доли событий обдирания мы далее по умолчанию будем считать *радиус остановки ЧД* равным $R_{\rm st} = R_{\rm g}$.

3.2. Вклад собственного момента импульса ЧД

Теперь кратко обсудим влияние спин-орбитального взаимодействия, зависящего от величины проекции удельного спина ЧД, который мы до этого принимали равным нулю. Как следует из рис. 4, с ростом l область начальных масс компонентов, при которых ЧД целиком поглощает НЗ, уменьшается, что согласуется с гидродинамическими

[6]Отметим, что границы между сценариями поглощения и обдирания НЗ на рис. 2 в 1ПН и 2ПН приближениях совпадают, поскольку используемая нами релятивистская формула для размера полости Роша (6) из работы Ратковик и др. (2005) одновременно линейна по z и имеет 2ПН порядок.

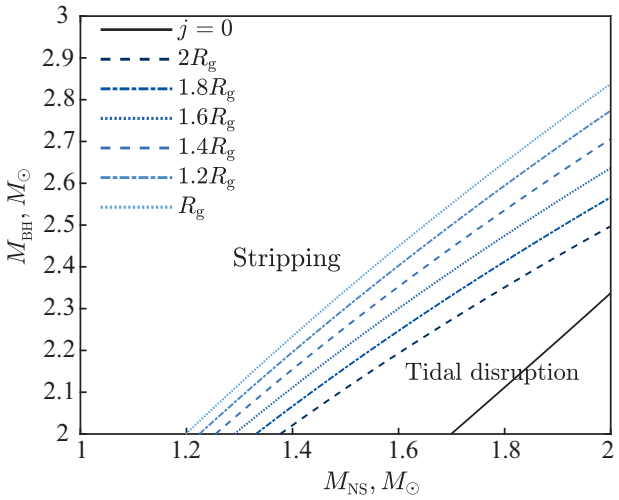

Рис. 3. Массовые границы между сценариями обдирания и приливного разрушения НЗ для различных значений *эффективного радиуса остановки* ЧД, R_{st}. Черная сплошная линия соответствует расчету без учета эффекта аккреционной раскрутки ЧД. Все расчеты проводились в 2ПН приближении с $l = 0$ и УрС BSk22.

расчетами (Кютоку и др., 2015) и схожими аналитическими оценками (см. формулу (9) из Кютоку и др., 2021). Вместе с тем спин-орбитальная поправка слабо влияет на устойчивость перетекания вещества: положение соответствующей массовой границы практически не меняется для различных значений l.

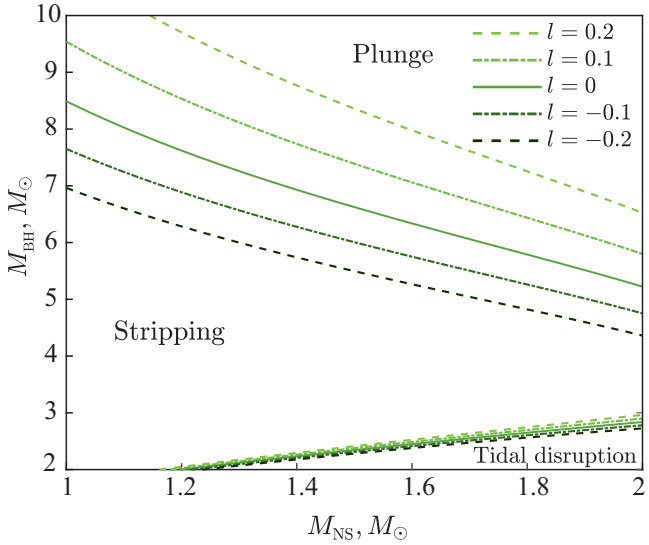

Рис. 4. Массовые границы между сценариями для различных значений проекции удельного момента импульса ЧД, l. Собственный момент импульса ЧД везде по умолчанию считается параллельным орбитальному, т.е. $\cos\theta_{BH} = 1$. Остальные параметры те же, что и для рис. 1 и 2.

3.3. Роль УрС НЗ

Отдельно нами был исследован вопрос зависимости положения массовых границ от УрС НЗ, которое определяет радиус НЗ, фигурирующий в формулах (3)–(4), и его логарифмическую производную по массе, входящую в критерий устойчивости (формулы (14) и (19)). Как показали расчеты (рис. 5), положение границы между сценариями обдирания и приливного разрушения НЗ оказывается нечувствительно к конкретному виду УрС, взятому из работы Пирсон и др. (2018). Это объясняется тем, что в области умеренных масс радиусы НЗ для различных УрС меняются в пределах ±1 км, и соответствующая логарифмическая производная примерно равна нулю. Более того, столь слабые вариации радиуса являются особенностью всех современных УрС, удовлетворяющих астрофизическим наблюдениям и ядерным данным (Рааджмейкерс и др., 2020; Греф и др., 2020). Отметим, что ранее мы пришли к аналогичному выводу при определении массовой границы для систем НЗ-НЗ (Крамарев и Юдин, 2023а). При этом положение массовой границы, связанной со сценарием поглощения НЗ, оказывается более чувствительным к УрС. Здесь наши результаты согласуются с полуаналитическими расчетами Танигучи и др. (2008).

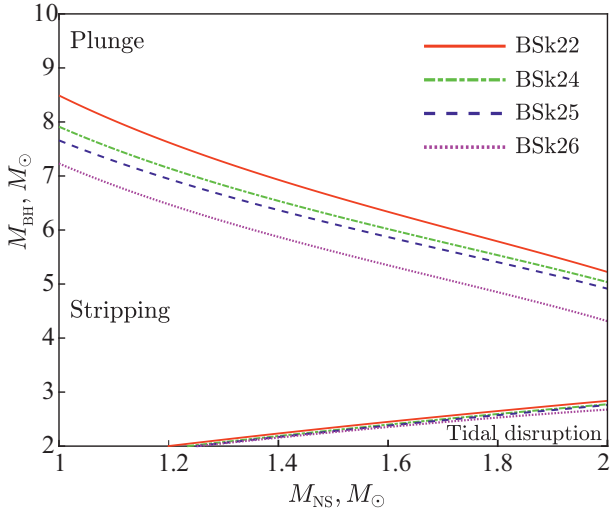

Рис. 5. Массовые границы между сценариями для различных УрС НЗ (подробности см. в тексте).

Подводя промежуточный итог, можно с уверенностью сказать, что в рамках развиваемого подхода сценарий медленного обдирания НЗ в паре с ЧД возможен в природе. Более того, он реализуется для достаточно обширной области начальных параметров системы НЗ-ЧД по сравнению со сценарием приливного разрушения НЗ. Потому его вклад в общую долю потенциально регистрируемых ЭМ транзиентов от пар НЗ-ЧД может быть преобладающим.

4. ПОПУЛЯЦИОННЫЕ РАСЧЕТЫ ДОЛИ МЕХАНИЗМА ОБДИРАНИЯ

Для количественных предсказаний доли механизма обдирания нам необходимо дополнительно знать распределения начальных параметров пар НЗ-ЧД,

определяемых эволюцией тесных двойных систем (Постнов и Юнгельсон, 2014). Напомним, что главными интересующими нас параметрами являются начальные массы компонентов, M_{NS} и M_{BH}, а также удельный собственный момент импульса ЧД, χ_{BH}, и его косинус угла наклона по отношению к орбитальному моменту импульса системы, $\cos\theta_{BH}$. Для их нахождения мы воспользуемся популяционным кодом BSE (Binary Stellar Evolution, (Харли и др., 2000, 2002)), модифицированным для возможности расчета вращений ядер звезд с учетом основных процессов эволюции тесных двойных систем (Постнов и Куранов, 2019; Постнов и др., 2020). Перечислим основные источники неопределенностей эволюции двойных систем массивных звезд, возникающие во всех подобных расчетах (см. также Брукгорден и др., 2021; Зу и др., 2022; Ксинг и др., 2023). В первую очередь, это значение так называемого параметра эффективности общей оболочки, α_{CE}, равного отношению энергии связи ядра и оболочки звезды после главной последовательности (ГП) к орбитальной энергии двойной системы перед началом общей оболочки (Веббинк, 1984; Ибен и Тутуков, 1984). Другим важным источником неопределенности является модель распределения масс НЗ и ЧД после взрыва сверхновой (см., например, Фраер и др., 2012). Также результат звездной эволюции чувствителен к начальной металличности, Z, определяющей интенсивность звездного ветра (Кудрицкий и Пулс, 2000) и скорость эволюции звезды. Все это в итоге определяет как интересующий нас конкретный вид распределения систем НЗ-ЧД по массам и спинам, так и общее число пар НЗ-ЧД по отношению к системам других типов: НЗ-НЗ, ЧД-ЧД и т.д. Влияние каждого упомянутого источника неопределенностей неразрывно связано с соответствующими этапами эволюции системы: обменами веществом между компонентами и формированием компактных объектов. Их обсуждение представлено ниже.

4.1. Стадия первичного обмена веществом

В процессе эволюции двойная испытывает несколько эпизодов взаимодействия между компонентами, приводящих к стадиям обмена веществом (MT1 и MT2, см. рис. 6). Устойчивость массообмена, при прочих равных условиях (соотношение масс компонентов, степень консервативности и т.п.), зависит от эволюционной стадии звезды к моменту заполнения полости Роша. Это определяется главным образом двумя факторами: скоростью эволюции звезды (зависит от Z) и геометрией системы (размером полости Роша).

В очень массивных звездах (в нашем случае это предшественники ЧД) первичный компонент, практически независимо от Z заполняет полость Роша на стадии горения гелия (загорание гелия в ядре наступает практически сразу после выгорания водорода).

Если двойная не слишком широкая, донор успевает потерять большую часть своей водородно-гелиевой оболочки (вплоть до обнажения гелиевых ядер) на стадии устойчивого обмена веществом (SMT1) — так называемый случай B по классификации из работы Киппенхан и Вейгерт (1967). В результате образуется система из гелиевой звезды (звезда WR, которая впоследствии коллапсирует в ЧД) и вторичного компонента на ГП, набравшего дополнительную массу на стадии аккреции[7].

В изначально более широких двойных системах заполнение полости Роша первичным компонентом наступает на более поздних стадиях — в звезде успевает сформироваться конвективная оболочка. В этом случае (так называемый случай C) стадия переноса вещества заканчивается фазой общей оболочки (CE1). Остатками таких систем, если они не сольются на стадии CE1 (соответствующая область параметров на рис. 6 показана штриховкой), являются тесные двойные с гелиевой звездой и спутником на ГП с массой, близкой к начальной массе на ZAMS.

Для описания стадий общих оболочек мы использовали $\alpha - \lambda$ формализм (Веббинк, 1984; Ибен и Тутуков, 1984; де Коол, 1990). При расчете энергии связи оболочек, $\Delta E_{env} = GM_{env}M_{core}/(\lambda R)$, непосредственно вычисляется ΔE_{env} с использованием открытого кода (Лавридж и др., 2011).

По мере роста эффективности общих оболочек (что соответствует меньшим значениям параметра α_{CE}) уменьшается доля выживших двойных систем, прошедших через стадию CE (слиянию подвергаются все более широкие системы). Таким образом, эффективность общих оболочек влияет прежде всего на общий темп формирования сливающихся систем НЗ-ЧД. При этом темп формирования зависит также и от множества дополнительных сценарных предположений и может лежать в широких пределах (см. (Брукгорден и др., 2021) и ссылки там): $(10^{-7}-10^{-5}) \times \mathrm{SFR}$ [1/год], где SFR — темп звездообразования в Галактике. В то же время, влияние параметра α_{CE} на общий вид распределений по массам компонентов и эффективному спину системы и, в конечном итоге, на долю механизма обдирания должно быть не столь значительно.

4.2. Стадия повторного обмена веществом

В отличие от первого компонента, который всегда заполняет полость Роша на стадиях горения гелия, эволюционный статус второго (менее массивно-

[7]Отметим, что звезда-аккретор реагирует на увеличение массы расширением. Для изначально тесных систем это может привести к контакту звезд на стадии переноса масс с образованием общей оболочки и последующим слиянием компонентов двойной.

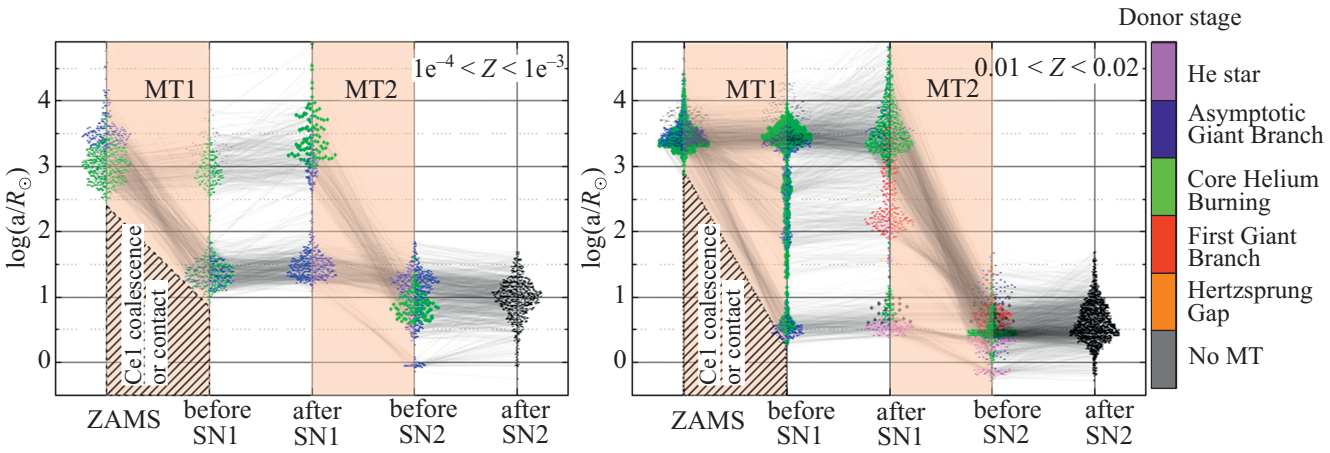

Рис. 6. Эволюция полуосей орбиты двойных систем, приводящая к формированию систем НЗ-ЧД. Показаны распределения на начальной стадии ГП (ZAMS), а также непосредственно до и после вспышек сверхновых (before SN, after SN). Цветовая шкала отображает эволюционную стадию, на которой находится донор в момент заполнения полости Роша. Штриховкой выделена область на стадии первичного обмена веществом (MT1), в которой компоненты двойной системы сливаются либо в результате наступления стадии общей оболочки (CE1 coalescence), либо из-за контакта звезд (contact). Левая панель: звезды низкой металличности ($10^{-4} < Z < 10^{-3}$). Стадии первичного и вторичного обмена веществом (MT1 и MT2 соответственно) приходятся исключительно на эпизоды горения гелия в ядре или слоевом источнике донора. Правая панель: звезды около солнечного хим. состава ($0.01 < Z < 0.02$). В эпизодах вторичного обмена веществом донор может находиться практически в любом эволюционном статусе между звездой, сошедшей с ГП, и гелиевой звездой (подробности см. в тексте).

го компонента – прародителя НЗ) в эпизоде повторного обмена веществом напрямую зависит от Z. Для звезд с низкой металличностью вторичный компонент также заполняет полость Роша на стадиях горения гелия. По мере роста Z увеличивается доля звезд, заполняющих полость Роша на все более ранних эволюционных стадиях. При околосолнечном хим. составе оказывается существенной доля доноров на стадиях пробела Герцшпрунга (Hertzsprung gap на рис. 6) и горения гелия в слоевом источнике (First Giant Branch). Кроме того, становиться возможным и эволюционный канал с повторным заполнением полости Роша уже проэволюционировавшей гелиевой звездой (He star).

Такое различие в типах донора на стадиях MT2 приводит и к существенному различию в эволюционных сценариях, ведущих к образованию систем НЗ-ЧД для разных Z. Не вдаваясь в детали, отметим, что следствием этого является, в том числе, и изменение вида распределения систем по полуосям перед первой вспышкой сверхновой (before SN1 на рис. 6). При низкой металличности четко выражено разделение на “тесные” предсверхновые (доминирующий канал, $10R_\odot < a < 100R_\odot$) из изначально широких двойных, выживших после стадии CE1, и “широкие” предсверхновые ($100R_\odot < a < 10^4 R_\odot$) из систем, прошедших стадию устойчивого обмена веществом (SMT1). У двойных с около солнечным хим. составом вид распределения более сложный и лежит в более широком диапазоне.

В то же время тип донора на стадии MT2 практически не влияет на ее исход. Из-за большого отношения масс (ЧД с массивной звездой – прародителем НЗ) стадия с высокой долей вероятности оканчивается формированием общей оболочки (CE2) и значительным сближением компонентов (рис. 6).

4.3. Формирование компактных объектов

Формирование компактного объекта (ЧД или НЗ) сопровождается приобретением им дополнительной скорости (так называемый кик). В наших расчетах предполагается, что направление кика изотропно в пространстве, а модуль скорости, приобретаемой ЧД при коллапсе звезды массой $M_{\rm fin}$, равен

$$V_{\rm kick} = \frac{M_{\rm fin} - M_{\rm BH}}{M_{\rm fin} - M_{\rm Fe}} A_{\rm kick}, \qquad (15)$$

где $M_{\rm Fe}$ и $M_{\rm BH}$ – массы железного ядра предсверхновой и ЧД соответственно, а амплитуда $A_{\rm kick}$ подчиняется предложенному для радиопульсаров максвелловскому распределению скоростей с дисперсией $\sigma = 265$ км/с (Хоббс и др., 2005). Для НЗ величина скорости кика не зависит от масс, т.е. $V_{\rm kick} = A_{\rm kick}$[8]. Соотношение скорости кика и орбитальной скорости предсверхновой определяют меру поворота орбитальной плоскости относительно собственного момента

[8] В узком диапазоне начальных масс, близком к нижнему пределу массы для образования НЗ, после первого массообмена эволюция гелиевого ядра предположительно заканчивается сверхновой с захватом электронов (ECSN, см. Миядзи и др., 1980; Сисс и Лебрейи, 2018), которая сопровождается малой величиной скорости кика и меньшими массами образующихся НЗ (в наших расчетах брались значения 30 км/с и 1.25 $M_\odot$ соответственно). При этом мы обнаружили, что ни диапазон масс для ECSN, ни низкая скорость кика заметно не влияют на результаты расчетов.

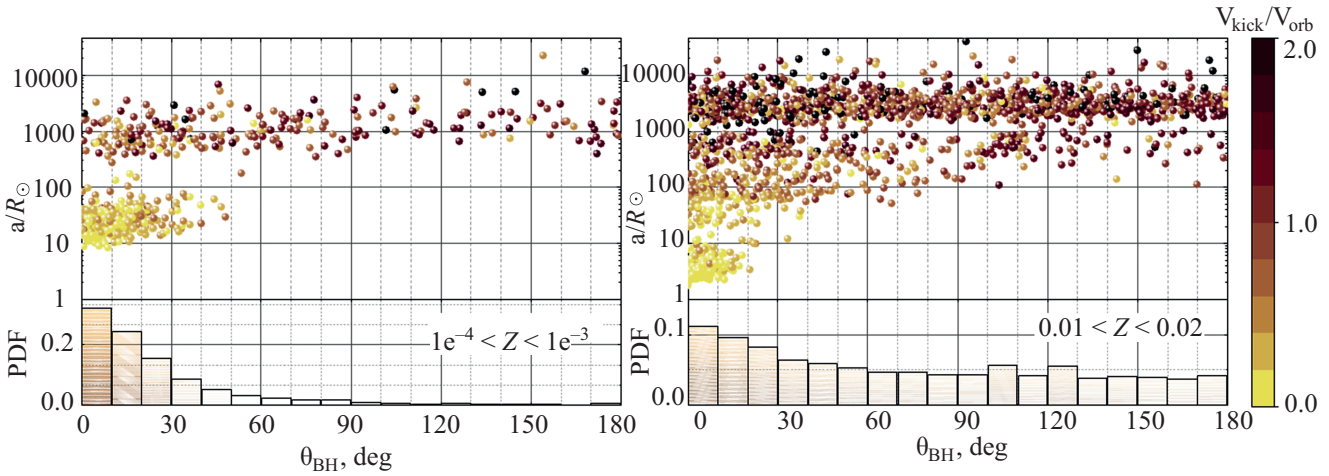

Рис. 7. Верхние панели: распределение двойных систем по полуосям орбит перед образованием ЧД и по углам наклона спина ЧД (θ_{BH}). Плотность точек пропорциональна числу систем. Цветом отображается соотношение скорости кика и орбитальной скорости предсверхновой. Нижние панели: гистограммы, иллюстрирующие распределение систем по углам наклона спина ЧД. Левые панели: звезды низкой металличности ($10^{-4} < Z < 10^{-3}$). Велика доля тесных двойных ($10 < a < 100$), для которых дополнительная скорость кика мала по сравнению с орбитальной и не оказывает существенного влияния – поворот орбитальной плоскости незначителен. Правые панели: звезды околосолнечного хим. состава ($0.01 < Z < 0.02$), где достаточно велика доля широких систем. В этом случае θ_{BH} определяется главным образом случайно направленной в пространстве дополнительной скоростью кика: распределение по углам поворота близко к равномерному.

импульса компактного объекта и, соответственно, величину угла θ_{BH}[9]. Как отмечалось выше, в зависимости от характера переноса масс на стадии первичного обмена веществом можно выделить два эволюционных сценария:

– в сценарии CE1 (прародители тесных систем перед вспышкой сверхновой) величина скорости кика, как правило, мала по отношению к орбитальной, поэтому поворот плоскости орбиты невелик. Распределение по углам имеет выраженный максимум в области нуля и монотонно спадает при больших углах. Такой вид распределения характерен для звезд низкой металличности (см. левую панель рис. 7);

– в сценарии SMT1 (широкие системы) величина скорости кика соизмерима или превосходит орбитальную. Распределение по углам поворота орбитальной плоскости практически плоское. Такой вид распределения характерен для звезд околосолнечного хим. состава (см. правую панель рис. 7).

Химический состав звезд влияет также и на вид распределения по удельному эффективному спину системы (рис. 8). Более низкий темп потери вещества из-за звездного ветра и, соответственно, низкий темп потери собственного момента импульса звезд при малых металличностях приводят к образованию ЧД с большей величиной χ_{BH} (см. обсуждение в работе Постнов и Куранов, 2019). По мере уменьшении металличности происходит смещение величины χ_{BH} в сторону больших значений: для солнечной металличности максимум этого распределения находится вблизи нуля, а для малых значений Z доходит до 0.3 (правая панель рис. 8). Это наблюдение представляется нам достаточно важным, если вспомнить, что с ростом $l = \chi_{BH}\cos\theta_{BH}$ увеличивается область допустимых начальных масс компонентов, при которых произойдет выброс вещества в системе НЗ-ЧД (рис. 4).

Вопрос распределения компактных объектов по массам отсылает нас к старой, не до конца решенной проблеме расчета коллапса ядра сверхновой (Мецакаппа и Фуллер, 2005). Несмотря на значительный прогресс последних лет в области трехмерных расчетов коллапса (Барроуз и др., 2020), здесь остается много неясного, в частности, свойства (и тип) образованного компактного объекта. В связи с дальнейшим вероятным прогрессом в этой области, в данной работе мы ограничились следующими предположениям. Масса образующейся ЧД принималась равной массе CO ядра до коллапса прародителя (как это рассчитано в коде BSE) с учетом 10% гравитационного дефекта массы, т.е. $M_{BH} = 0.9M_{CO}$. Выбор в пользу данного распределения сделан с учетом лучшего согласия распределения сливающихся ЧД по массам и спинам компонентов с данными наблюдений ГВ-детекторов LIGO-Virgo (Постнов и др., 2020). Для определения масс образующихся НЗ использовался delayed-механизм коллапса из работы Фраер и др. (2012), параметризованный в приложении к статье Джакоббо и др. (2018).

Распределения сливающихся систем НЗ-ЧД по массам компонентов для различных значений Z представлено на рис. 9. Заметим, что использование модели (Фраер и др., 2012) приводит к ряду особенностей:

– в районе масс НЗ $M_{NS} \approx 1.7M_\odot$ имеется небольшой разрыв, вызванный особенностью роста масс

[9]Заметим, что вторая вспышка сверхновой не оказывает столь серьезного влияния на поворот плоскости орбиты, поскольку после повторной стадии обмена веществом все системы являются тесными (прародители пар НЗ-ЧД).

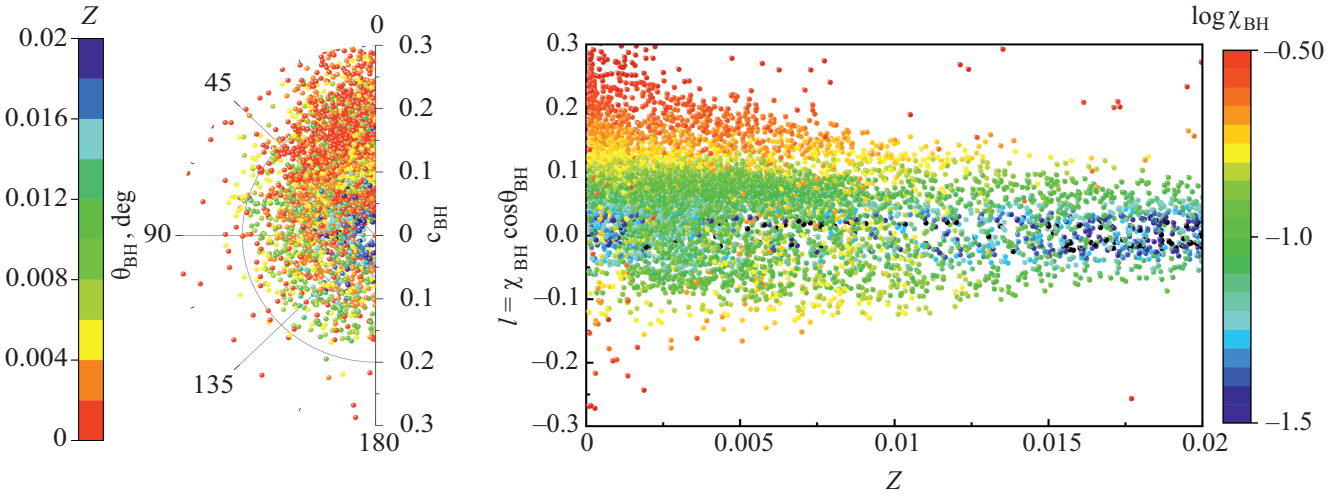

Рис. 8. Левая панель: распределения по собственным удельным моментам импульса (χ_{BH}) и углам наклона спина ЧД к орбитальному моменту системы (θ_{BH}). Цветовая шкала отображает Z. Правая панель: распределение удельных спинов ЧД ($l = \chi_{BH}\cos\theta_{BH}$) в зависимости от Z. Цветовая шкала отображает величину χ_{BH}.

ядер в районе $M_{CO} \approx 3.5M_{\odot}$ (см., например, Ксинг и др., 2023), однако существование такого разрыва не подтверждается данными наблюдений;

– имеется также выраженный максимум в районе нижней границы масс НЗ $M_{NS} \approx 1.28M_{\odot}$, связанный со вкладом звезд из эволюционного сценария с неустойчивым обменом вещества (CE1). В этом случае вторичный компонент не набирает дополнительной массы в эпизоде первичного обмена, и большая доля НЗ образуется вблизи нижней границы масс.

Поэтому в качестве альтернативы была также рассмотрена модель с равномерным распределением масс НЗ, рождающихся в интервале $1.4M_{\odot} \leq M_{NS} \leq 2.0M_{\odot}$ (наблюдательные обоснования см., например, в работе Озел и др., 2012). Оказалось, что особенности выбранного механизма формирования НЗ не оказывают существенного влияния на конечный результат расчетов: большая часть систем находится в области параметров, ведущих к дальнейшему обдиранию НЗ, что качественно видно из рис. 9.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе мы перечислим основные результаты, полученные в ходе совместного аналитического исследования границ между сценариями поглощения НЗ, ее приливного разрушения и обдирания, а также популяционного анализа эволюции массивных тесных двойных систем – прародителей НЗ-ЧД.

– Учет эффектов ОТО ведет к существенному увеличению области начальных масс НЗ и ЧД, при которых реализуется механизм обдирания, что наглядно видно из рис. 2. Полученный нами релятивистский критерий устойчивости перетекания вещества в первом и втором ПН приближениях (формулы (14) и (19) соответственно) сильно сужает область начальных параметров системы, при которых НЗ, избежав поглощения ЧД, будет подвержена быстрому приливному разрушению. Вместо этого НЗ ждет длительное обдирание ЧД, что расходится, например, с чисто ньютоновской оценкой из Приложения С.1 обзора Кютоку и др. (2021), отвергающей любую возможность такого исхода.

– С ростом проекции спина ЧД на ось орбитального момента импульса системы значительно увеличивается область начальных масс компонентов, при которых возможен выброс вещества (рис. 4), что согласуется со схожими аналитическими оценками (формула (9) из Кютоку и др., 2021) и гидродинамическими расчетами (Кютоку и др., 2015). Это связано с так называемым эффектом *спин-орбитального взаимодействия*, возникающим в 1.5ПН приближении. Отметим, что граница между сценариями обдирания и приливного разрушения НЗ оказывается практически нечувствительна к этому эффекту.

– При прочих равных условиях неопределенность в выборе УрС НЗ слабо влияет на массовую границу между сценариями поглощения и обдирания НЗ (см. рис. 5) и практически никак не сказывается на устойчивости перетекания вещества, что подробно обсуждалось в работе Крамарев и Юдин (2023а), посвященной двойным НЗ.

– Для обсуждения результатов популяционных расчетов обратимся к рис. 10, где представлена доля обдирающихся систем НЗ-ЧД как функция металличности звезд исходной популяции. Доля механизма приливного разрушения во всех случаях оказывается $\lesssim 0.1\%$, поэтому в оставшихся системах НЗ в конце целиком проваливается под горизонт ЧД. Из этого рисунка наглядно видно, что при прочих равных условиях рост Z ведет к уменьшению доли механизма обдирания и, следовательно, к увеличению доли сценария поглощения НЗ. Это связано с двумя причи-

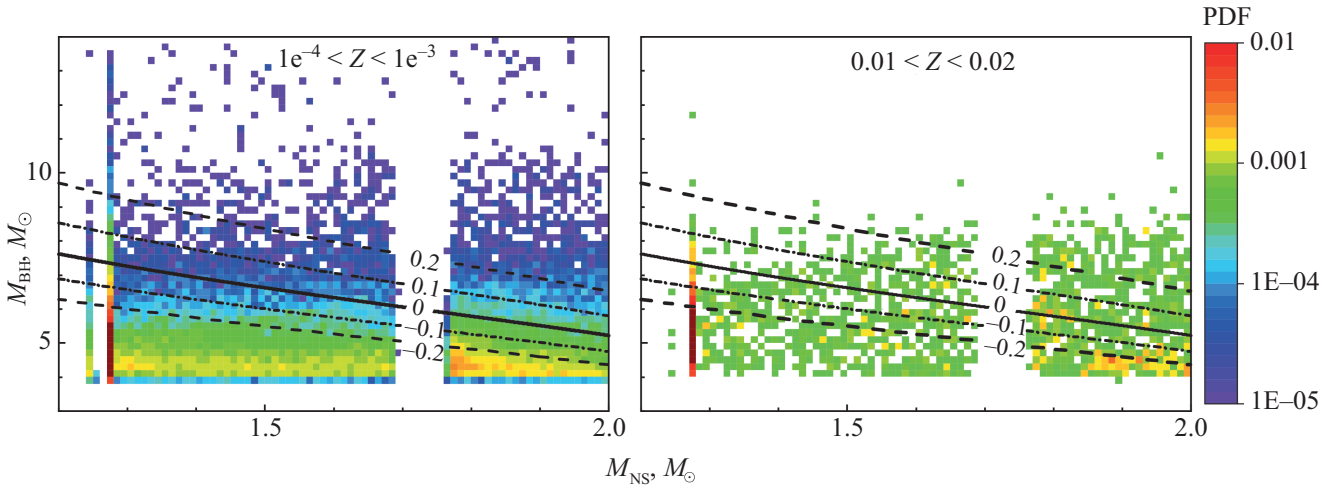

Рис. 9. Распределения сливающихся систем НЗ-ЧД по массам компонентов для delayed-механизма формирования НЗ из работы Фраер и др. (2012). Линиями показаны границы между сценариями поглощения и обдирания НЗ для различных значений проекции удельного спина ЧД ($l = \chi_{BH} \cos\theta_{BH}$). Левая панель: звезды низкой металличности ($10^{-4} < Z < 10^{-3}$). Правая панель: звезды около солнечного химического состава ($0.01 < Z < 0.02$). НЗ с массами $1.25 M_\odot$ сформировались в результате механизма ECSN.

нами. Во-первых, с ростом металличности растет интенсивность звездного ветра (см., например, Кудрицкий и Пулс, 2000), а вместе с ним и темп потери собственного момента импульса звездой-прародителем ЧД. Значит, конечный спин ЧД, χ_{BH}, будет меньше (рис. 8). Во-вторых, с ростом металличности к моменту первой вспышки сверхновой растет доля широких двойных систем, которые после этой вспышки испытают значительный поворот орбитальной плоскости (рис. 7). Следовательно, для таких систем косинус угла наклона спина ЧД к вектору орбитального момента импульса, $\cos\theta_{BH}$, в среднем будет меньше. Сочетание этих факторов ведет к уменьшению проекции собственного момента импульса ЧД, $l = \chi_{BH} \cos\theta_{BH}$, а вместе с ней и области начальных масс НЗ и ЧД, при которых реализуется обдирание НЗ.

– Хотя небольшие вариации параметра α_{CE} способны на порядок изменить общее число сливающихся систем НЗ-ЧД, доля механизма обдирания оказывается слабо чувствительна к его точному значению: изменения составляют всего несколько десятков процентов, как видно из рис. 10.

– Для исследования влияния распределения масс НЗ после взрыва сверхновой мы рассматривали два достаточно разных модельных предположения: delayed-механизм из Фраер и др. (2012) и равномерное распределение в интервале масс $1.4 M_\odot \le M_{NS} \le 2.0 M_\odot$ (uniform, см. рис. 10). Масса ЧД после коллапса в обоих случаях принималась равной массе CO ядра звезды-прародителя (с поправкой за гравитационный дефект массы). Наши расчеты наглядно демонстрируют, что при прочих равных условиях модель распределения масс НЗ слабо влияет на долю механизма обдирания.

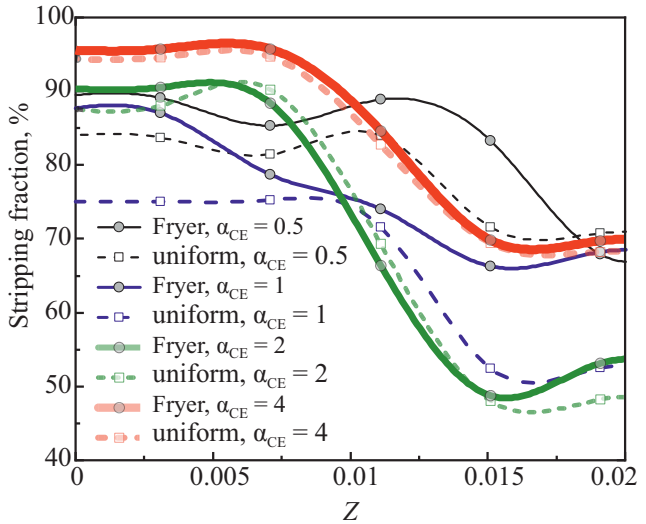

Рис. 10. Доля механизма обдирания среди всех сливающихся систем НЗ-ЧД как функция начальной металличности звездной популяции в зависимости от модельных предположений эволюции тесных двойных систем. Каждый цвет линии соответствует своему значению параметра эффективности общей оболочки (α_{CE}). Значки и тип линии на графике определяют используемую модель распределения масс НЗ: delayed-механизм из работы Фраер и др. (2012) (кружок) и равномерное распределение (uniform, квадрат).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

Механизм обдирания НЗ изначально получил развитие в контексте сливающихся двойных НЗ со значительной асимметрией масс компонентов (Блинников и др., 2021). Это было одной из причин, побудивших нас рассмотреть этот механизм также для систем типа НЗ-ЧД, где массы компонентов как правило сильно отличаются друг от друга (см. Брукгорден и др., 2021, и ссылки там). Но несмотря на значительную массовую асимметрию в системах НЗ-ЧД, даже на анали-

тическом уровне рассмотрения были сильные сомнения в существовании устойчивого перетекания вещества, связанные с действием эффектов ОТО. Однако проведенный в данной работе анализ показал, что с учетом релятивистских эффектов механизм обдирания не просто возможен, но и является доминирующим сценарием конечной эволюции таких систем.

Столь оптимистичный результат мотивирует нас в дальнейшем продолжить начатое исследование. В рамках развиваемого аналитического подхода планируется учесть приливные эффекты, которые могут значительно повлиять на устойчивость перетекания вещества. После этого мы намерены методами популяционного синтеза рассчитать потенциально наблюдаемое число систем с обдиранием и последующим взрывом НЗ. Для расчета необходимых характеристик ЭМ сигнала (в том числе килоновой) от взрывающейся НЗ минимальной массы в перспективе планируется использовать код STELLA (Блинников и др., 2006), предварительно модифицировав его для учета трансурановых элементов[10]. Отметим, что предельная чувствительность установок LIGO-Virgo позволяет детектировать ГВ-алерты от сливающихся компактных объектов на расстояниях $d \simeq 200$ Мпк, что соответствует галактикам с металличностями близкими к солнечной (см., например, рис. 6 из работы Галлаци и др., 2005). В подобных звездных популяциях механизм обдирания реализуется в 50–70% случаев в зависимости от используемых модельных предположений эволюции двойных систем (правая область рис. 10). Учитывая также относительно большую массу выброса нейтронно-избыточного вещества в таких событиях, их дальнейшие перспективы обнаружения представляются нам достаточно многообещающими.

Вместе с тем нельзя не упомянуть, что современные гидродинамические симуляции слияний НЗ-ЧД отвергают возможность обдирания НЗ (см. Кютоку и др., 2021, и ссылки там). Отметим, что это может быть связано с некорректным подбором начальных условий в гидродинамическом моделировании, как, например, было показано в работах Дан и др. (2011) для двойных белых карликов и Блинников и др. (2022) для двойных НЗ. В этом смысле представленное в настоящей работе аналитическое исследование также является хорошей мотивацией для более тщательных гидродинамических расчетов слияний/обдираний в системах НЗ-ЧД. Мы планируем осуществить подобное моделирование при помощи открытого гидродинамического SPH-кода PHANTOM (Прайс и др., 2018) в ближайшем будущем.

После подачи настоящей статьи стало известно о регистрации ГВ-сигнала от сливающейся системы НЗ-ЧД с возможной аномально низкой массой ЧД (LIGO/Virgo/KAGRA Коллаборация, 2024). В свете этого события в дальнейших популяционных расчетах необходимо дополнительно исследовать влияние нижней границы распределения масс ЧД на долю каждого сценария.

[10]Для предварительных оценок можно воспользоваться аппроксимационными выражениями, например, формулой (12) для светимости из работы Кавагаши и др. (2016).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Н. И. Крамарева поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 22-2-10-11-1). Работа А. Г. Куранова выполнена с использованием оборудования “Комплекс хранения и обработки данных ГАИШ МГУ”, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета. А. В. Юдин благодарит грант РНФ 22-12-00103 за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. LIGO/Virgo/KAGRA Коллаборация (The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, and the KAGRA Collaboration), arXiv:2404.04248 (2024)
2. Аббот и др. (B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, et al.), Astrophys. J. (Lett.) **848**, L13 (2017).
3. Аранофски и Кролак (P. Jaranowski and A. Krolak), Astrophys. J. **394**, 586 (1992).
4. Бардин и др. (J. M. Bardeen, W. H. Press, and S. A. Teukolsky), Astrophys. J. **178**, 347 (1972).
5. Барроуз и др. (A. Burrows, D. Radice, D. Vartanyan, H. Nagakura, M. A. Skinner, and J. C. Dolence), MNRAS **491**, 2715 (2020).
6. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), Sov. Astron. Lett. **10**, 177 (1984).
7. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, V. S. Imshennik, D. K. Nadezhin, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), Sov. Astron. **34**, 595 (1990).
8. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, F. K. Röpke, E. I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, et al.), Astron. Astrophys. **453**, 229 (2006).
9. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, N. I. Kramarev, and A. V. Yudin), Astron. Rep. **65**, 385 (2021).
10. Блинников и др. (S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), Particles **5**, 198 (2022).
11. Брукгорден и др. (F. S. Broekgaarden, E. Berger, C. J. Neijssel, A. Vigna-Gómez, D. Chattopadhyay, S. Stevenson, et al.), MNRAS **508**, 5028 (2021).
12. Бхаттачария и др. (M. Bhattacharya, P. Kumar, and G. Smoot), MNRAS **486**, 5289 (2019).
13. Веббинк (R. F. Webbink), Astrophys. J. **277**, 355 (1984).
14. Векс (N. Wex), Classical and Quantum Gravity **12**, 983 (1995).
15. Виллар и др. (V. A. Villar, J. Guillochon, E. Berger, B. D. Metzger, P. S. Cowperthwaite, M. Nicholl, et al.), Astrophys. J. (Lett.) **851**, L21 (2017).

16. Галлаци и др. (A. Gallazzi, S. Charlot, J. Brinchmann, S. M. White, and C. A. Tremonti), MNRAS **362**, 41 (2005).
17. Гомпертц и др. (B. P. Gompertz, M. Nicholl, P. Schmidt, G. Pratten, and A. Vecchio), MNRAS **511**, 1454 (2022).
18. Греф и др. (S. K. Greif, K. Hebeler, J. M. Lattimer, C. J. Pethick, and A. Schwenk), Astrophys. J. **901**, 155 (2020).
19. Дан и др. (M. Dan, S. Rosswog, J. Guillochon, and E. Ramirez-Ruiz), Astrophys. J. **737**, 89 (2011).
20. Джакоббо и др. (N. Giacobbo, M. Mapelli, and M. Spera), MNRAS **474**, 2959 (2018).
21. де Коол (M. de Kool), Astrophys. J. **358**, 189 (1990).
22. Дрозда и др. (P. Drozda, K. Belczynski, R. O'Shaughnessy, T. Bulik, and C. L. Fryer), Astron. Astrophys. **667**, A126 (2022).
23. Дэвис и др. (M. B. Davies, A. J. Levan, and A. R. King), MNRAS **356**, 54 (2005).
24. Зу и др. (J.-P. Zhu, S. Wu, Y. Qin, B. Zhang, H. Gao, and Z. Cao), Astrophys. J. **928**, 167 (2022).
25. Ибен и Тутуков (I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov), Astrophys. J. Suppl. Ser. **54**, 335 (1984).
26. Йип и др. (C.-M. Yip, M.-C. Chu, S.-C. Leung, and L.-M. Lin), Astrophys. J. **956**, 115 (2023).
27. Кавагаши и др. (K. Kawaguchi, K. Kyutoku, M. Shibata, and M. Tanaka), Astrophys. J. **825**, 52 (2016).
28. Киппенхан и Вейгерт (R. Kippenhahn and A. Weigert), Zeitschrift für Astrophysik **65**, 251 (1967).
29. Киучи и др. (K. Kiuchi, Y. Sekiguchi, K. Kyutoku, M. Shibata, K. Taniguchi, and T. Wada), Phys. Rev. D **92**, 064034 (2015).
30. Кларк и Эрдли (J. P. A. Clark and D. M. Eardley), Astrophys. J. **215**, 311 (1977).
31. Ковальська и др. (I. Kowalska, T. Bulik, K. Belczynski, M. Dominik, and D. Gondek-Rosinska), Astron. Astrophys. **527**, A70 (2011).
32. Крамарев и Юдин (N. Kramarev and A. Yudin), MNRAS **525**, 3306 (2023a).
33. Крамарев и Юдин (N. Kramarev and A. Yudin), MNRAS **522**, 626 (2023b).
34. Ксинг и др. (Z. Xing, S. S. Bavera, T. Fragos, M. U. Kruckow, J. Román-Garza, J. J. Andrews, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2309.09600 (2023).
35. Кудрицкий и Пулс (R.-P. Kudritzki and J. Puls), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **38**, 613 (2000).
36. Кютоку и др. (K. Kyutoku, K. Ioka, H. Okawa, M. Shibata, and K. Taniguchi), Phys. Rev. D **92**, 044028 (2015).
37. Кютоку и др. (K. Kyutoku, M. Shibata, and K. Taniguchi), Living Reviews in Relativity **24**, 5 (2021).
38. Лавлейс и др. (G. Lovelace, M. D. Duez, F. Foucart, L. E. Kidder, H. P. Pfeiffer, M. A. Scheel, et al.), Classical and Quantum Gravity **30**, 135004 (2013).
39. Лавридж и др. (A. J. Loveridge, M. V. van der Sluys, and V. Kalogera), Astrophys. J. **743**, 49 (2011).
40. Латтимер и Шрамм (J. M. Lattimer and D. N. Schramm), Astrophys. J. (Lett.)**192**, L145 (1974).
41. Ли и Пачинский (L.-X. Li and B. Paczyński), Astrophys. J. (Lett.) **507**, L59 (1998).
42. Любов и Шу (S. H. Lubow and F. H. Shu), Astrophys. J. **198**, 383 (1975).
43. Мецакаппа и Фуллер (A. Mezzacappa and G. M. Fuller), *Open Issues in Core Collapse Supernova Theory*, WORLD SCIENTIFIC (2005).
44. Мецгер и др. (B. D. Metzger, G. Martínez-Pinedo, S. Darbha, E. Quataert, A. Arcones, D. Kasen, et al.), MNRAS **406**, 2650 (2010).
45. Миядзи и др. (S. Miyaji, K. Nomoto, K. Yokoi, and D. Sugimoto), Publ. Astron. Soc. Japan **32**, 303 (1980)
46. Озел и др. (F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, and A. Santos Villarreal), Astrophys. J. **757**, 55 (2012).
47. Панов и Юдин (I. V. Panov and A. V. Yudin), Astron. Lett. **46**, 518 (2020).
48. Пачинский и др. (B. Paczyński, J. Ziólkowski, and A. Zytkow), in M. Hack (ed.), Mass Loss from Stars, Vol. 13 of Astrophysics and Space Science Library p. 237 (1969).
49. Пачинский (B. Paczyński), Acta Astronomica **17**, 287 (1967).
50. Пирсон и др. (J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, et al.), MNRAS **481**, 2994 (2018).
51. Портегиз Зварт (S. F. Portegies Zwart), Astrophys. J. (Lett.) **503**, L53 (1998).
52. Постнов и Куранов (K. A. Postnov and A. G. Kuranov), MNRAS **483**, 3288 (2019)
53. Постнов и Юнгельсон (K. A. Postnov and L. R. Yungelson), Living Reviews in Relativity **17**, 3 (2014).
54. Постнов и др. (K. A. Postnov, A. G. Kuranov, and I. V. Simkin), Astron. Lett. **45**, 728 (2020).
55. Прайс и др. (D. J. Price, J. Wurster, T. S. Tricco, C. Nixon, S. Toupin, A. Pettitt, et al.), Publ. Astron. Soc. Australia **35**, e031 (2018).
56. Рааджмейкерс и др. (G. Raaijmakers, S. K. Greif, T. E. Riley, T. Hinderer, K. Hebeler, A. Schwenk, et al.), Astrophys. J. (Lett.) **893**, L21 (2020).
57. Ратковик и др. (S. Ratkovic, M. Prakash, and J. M. Lattimer), arXiv e-prints, pp astro–ph/0512133 (2005).
58. Ризолла (L. Rezzolla), *An Introduction to Astrophysical Black Holes and Their Dynamical Production*, pp 1–44, Springer Inter. Publ., Cham (2016).
59. Сисс и Лебрейи (L. Siess and U. Lebreuilly), Astron. Astrophys. **614**, A99 (2018).
60. Танигучи и др. (K. Taniguchi, T. W. Baumgarte, J. A. Faber, and S. L. Shapiro), Phys. Rev. D **77**, 044003 (2008).
61. Фраер и др. (C. L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz, M. Dominik, V. Kalogera, and D. E. Holz), Astrophys. J. **749**, 91 (2012)
62. Харли и др. (J. R. Hurley, O. R. Pols, and C. A. Tout), MNRAS **315**, 543 (2000).
63. Харли и др. (J. R. Hurley, C. A. Tout, and O. R. Pols), MNRAS **329**, 897 (2002).

64. Хаяши и др. (K. Hayashi, K. Kawaguchi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, and M. Shibata), Phys. Rev. D **103**, 043007 (2021).
65. Хаяши и др. (K. Hayashi, S. Fujibayashi, K. Kiuchi, K. Kyutoku, Y. Sekiguchi, and M. Shibata), Phys. Rev. D **106**, 023008 (2022).
66. Хоббс и др. (G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer), MNRAS **360**, 974 (2005).
67. Шафер и Векс (G. Schäfer and N. Wex), Phys. Lett. A **174**, 196 (1993).
68. Эгглтон (P. P. Eggleton), Astrophys. J. **268**, 368 (1983).
69. Эйхлер и др. (D. Eichler, M. Livio, T. Piran, and D. N. Schramm), Nature **340**, 126 (1989).
70. Экангер и др. (N. Ekanger, M. Bhattacharya, and S. Horiuchi), MNRAS **525**, 2040 (2023).
71. Юдин (A. V. Yudin), Astron. Lett. **48**, 311 (2022).

ПРИЛОЖЕНИЕ

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПЕРЕТЕКАНИЯ ВЕЩЕСТВА ВО ВТОРОМ ПОСТНЬЮТОНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В этом Приложении мы приведем критерий устойчивости перетекания вещества в 2ПН приближении с учетом спин-орбитального взаимодействия, имеющего 1.5ПН порядок. Сначала для удобства введем обозначения для коэффициентов старших ПН поправок (пропорциональных $z^{1.5}$ и z^2) в формуле для орбитального момента импульса (11):

$$\alpha_{\rm SO} = \frac{3}{2\sqrt{8}}\left(2+\frac{3}{2}q\right)\frac{\nu \mathfrak{j}}{q}, \quad \alpha_2 = \frac{42-43\nu}{64}. \tag{16}$$

Также нам понадобятся их безразмерные производные по массе НЗ:

$$\alpha^{\rm M}_{\rm SO} \equiv \frac{d\,\alpha_{\rm SO}}{d\,M_{\rm NS}} M_{\rm NS} = \frac{9}{4\sqrt{8}}(1+q)\nu \mathfrak{j} - \\ -\frac{3}{2\sqrt{8}}\frac{4q+3q^2}{2(1+q)}\,\mathfrak{j}\sqrt{\frac{2}{z}}\left(\cos\theta_{\rm BH}+\sin^2\theta_{\rm BH}\right), \tag{17}$$

$$\alpha^{\rm M}_{2} \equiv \frac{d\,\alpha_{2}}{d\,M_{\rm NS}} M_{\rm NS} = -\frac{43}{64}(1-q)\nu. \tag{18}$$

При выводе формулы (17) мы учли изменение проекции спина ЧД, $\mathfrak{j} = \chi_{\rm BH}\cos\theta_{\rm BH}$, воспользовавшись формулой аккреционной раскрутки (12) для $\Delta\chi_{\rm BH}\sim\Delta J_{\rm BH}$, а также выражением $\Delta\cos\theta_{\rm BH} = \sin^2\theta_{\rm BH}\frac{\Delta J_{\rm BH}}{J_{\rm BH}}$. С учетом введенных выше обозначений критерий устойчивости перетекания вещества в 2ПН приближении запишется как:

$$\frac{d\ln R_{\rm NS}}{d\ln M_{\rm NS}} \geq (1+q)\left[\frac{d\ln f_{\rm Egg}}{d\ln q}+\frac{zq}{1+zf_{\rm z}}\frac{df_{\rm z}}{dq}\right] - \\ -\frac{2\left[(1-q)(1+z-\alpha_{\rm SO}z^{1.5}+\alpha_2 z^2)\right]}{1-z+2\alpha_{\rm SO}z^{1.5}-3\alpha_2 z^2}\left[\frac{1}{1+zf_{\rm z}}\right] \\ +\frac{2\left[\mathfrak{j}(1+q)+\alpha^{\rm M}_{\rm SO}z^{1.5}-\alpha^{\rm M}_{2}z^2\right]}{1-z+2\alpha_{\rm SO}z^{1.5}-3\alpha_2 z^2}\left[\frac{1}{1+zf_{\rm z}}\right]. \tag{19}$$

В 1ПН приближении это выражение переходит в формулу (14) из основной части статьи.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 50, № 5, с. 339–360

НОВЫЕ АКТИВНЫЕ ЯДРА ГАЛАКТИК, ОБНАРУЖЕННЫЕ ТЕЛЕСКОПАМИ ART-XC И ЕРОЗИТА В ХОДЕ ПЕРВЫХ ПЯТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ОБЗОРОВ ВСЕГО НЕБА ОБСЕРВАТОРИИ СРГ. ЧАСТЬ 2

© 2024 г. Г. С. Усков[1*], С. Ю. Сазонов[1], И. А. Зазнобин[1], М. Р. Гильфанов[1,2], Р. А. Буренин[1], Е. В. Филиппова[1], П. С. Медведев[1], А. В. Москалева[1], Р. А. Сюняев[1,2], Р. А. Кривонос[1], М. В. Еселевич[3]

[1] *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*
[2] *Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия*
[3] *Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

Поступила в редакцию: 28.09.2023 г.
После доработки 29.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Представлены результаты отождествления 11 рентгеновских источников, обнаруженных на половине неба $0^\circ < l < 180^\circ$ в диапазоне энергий 4–12 кэВ на суммарной карте первых пяти обзоров всего неба телескопа ART-XC им. М. Н. Павлинского орбитальной обсерватории СРГ. Все эти источники были задетектированы также телескопом СРГ/*eРОЗИТА* в диапазоне энергий 0.2–8.0 кэВ, данные которого позволили уточнить их положения и исследовать их рентгеновские спектры. Из них пять обнаружены в рентгене впервые, а остальные уже были известны ранее, однако их природа оставалась неизвестной. На 1.6-м телескопе АЗТ-33ИК Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН были получены оптические спектры девяти источников, еще для двух объектов были проанализированы архивные спектры из обзоров SDSS и 6dF. Объекты классифицированы как сейфертовские галактики (7 – Sy1, 3 – Sy1.9, 1 – Sy2) на красных смещениях $z = 0.029$–0.258. Анализ рентгеновских спектров позволил выявить у двух из четырех сейфертовских галактик второго типа (Sy1.9–2) заметное внутреннее поглощение ($N_{\rm H} \sim 10^{22}$ см$^{-2}$). Спектр еще одной из них (SRGA J000132.9+240237) не удается описать в рамках модели поглощенного комптонизационного континуума, что, возможно, указывает на сильное поглощение и значительный вклад отраженного излучения. Однако имеющихся данных обзора всего неба СРГ недостаточно для того, что получить надежные ограничения на колонку поглощения в этом объекте, который интересен еще и тем, что является радиогромким. Для уточнения физических свойств этого АЯГ требуются более продолжительные рентгеновские наблюдения.

Ключевые слова: активные ядра галактик, обзоры неба, оптические наблюдения, красные смещения, рентгеновские наблюдения.

DOI: 10.31857/S0320010824050033, **EDN:** MYIHKY

1. ВВЕДЕНИЕ

С декабря 2019 по март 2022 года рентгеновские телескопы еРОЗИТА (Предель и др., 2021) и ART-XC им. М. Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021) на борту обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021) провели четыре полных и около 40% пятого обзора всего неба. Затем телескоп ART-XC в течение полутора лет проводил глубокий обзор плоскости и центральной части Галактики, а недавно (в октябре 2023 г.) возобновил сканирование всего неба.[1]

По мере накопления и обработки данных регулярно обновляются каталоги источников, зарегистрированных телескопами ART-XC и еРОЗИТА в ходе обзора всего неба. Первый официальный каталог источников, зарегистрированных телескопом ART-XC, был составлен по данным первых двух обзоров (Павлинский и др., 2022), а недавно был выпущен второй официальный каталог источников ART-XC, в который вошли данные первых четырех и неполного пятого обзоров (ARTSS1-5, Сазонов и др., 2024). Для регистрации источников в обзоре всего неба СРГ/ART-XC используется диапазон энергий 4–12 кэВ. Рабочий диапазон телескопа еРОЗИТА составляет 0.2–8.0 кэВ, а детектирование источников и построение каталогов еРОЗИТА производится в нескольких поддиапазонах этого диапазона.

Из-за формы типичных спектров рентгеновских источников, как правило спадающих с энергией выше $\sim$ 2–3 кэВ по степенному или даже экспоненциальному закону и в силу меньшей – по объективным причинам, эффективной площади рентгеновских телескопов, работающих на энергиях $\sim$ 10 кэВ, число источников в каталогах еРОЗИТА и ART-XC значительно различается: каталог еРОЗИТА в диапазоне 0.2–2.3 кэВ на всем небе включает порядка

*Электронный адрес: uskov@cosmos.ru

[1] Телескоп еРОЗИТА находится в спящем режиме с 26 февраля 2022 г.

4 миллиона источников, а каталог ART-XC в диапазоне 4–12 кэВ – около 1500 источников. Относительная компактность каталога ART-XC позволяет поставить задачу об отождествлении и индивидуальном исследовании всех источников, входящих в него (или тех, что были ранее неизвестны). Для каталога eРОЗИТА такая задача потребовала бы нереалистичных усилий и, с другой стороны, не является необходимой, т.к. каталоги такого большого размера исследуются другими методами.

Данная статья входит в серию публикаций, посвященных отождествлению источников, зарегистрированных в ходе обзора всего неба телескопом ART-XC. Все источники, исследуемые в данной работе, как и в других статьях этой серии, присутствуют и в каталоге обзора всего неба eРОЗИТА. Они обратили на себя наше внимание благодаря их наличию в каталоге ART-XC, что могло свидетельствовать об их большой яркости в целом либо о жесткости их спектра. Данные eРОЗИТА позволили уточнить область локализации этих источников и предоставили спектральную информацию в диапазоне 0.2–8.0 кэВ. Большинство из анализируемых источников являются достаточно яркими для телескопа eРОЗИТА, что позволило детально исследовать поведение их спектров в мягком рентгеновском диапазоне.

Работа по оптическому отождествлению источников, регистрируемых телескопом ART-XC, началась сразу же после начала обзора всего неба. Эта спектроскопическая программа проводится с помощью 1.6-м телескопа АЗТ-33ИК Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН и 1.5-м Российско-турецкого телескопа (РТТ-150) Национальной обсерватории TÜBITAK, которые входят в комплекс наземной поддержки обсерватории СРГ. Мишенями наблюдений являются как рентгеновские источники, открываемые телескопом ART-XC, так и ранее известные рентгеновские источники, природа которых до сих пор оставалась неизвестной. В ходе выполнения этой программы нам уже удалось отождествить и классифицировать более 50 активных ядер галактик (АЯГ) и несколько катаклизмических переменных (КП). Часть полученных результатов была представлена в работах (Зазнобин и др., 2021; Усков и др., 2022; Зазнобин и др., 2022; Усков и др., 2023). Кроме того, в ходе обзора неба СРГ/ART-XC были открыто и затем отождествлено несколько рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами (Лутовинов и др., 2022; Мереминский и др., 2022).

В настоящей работе представлены результаты оптического отождествления и классификации очередных 11 АЯГ из каталога ARTSS1-5. Все они находятся на половине неба $0^\circ < l < 180^\circ$ и были зарегистрированы в ходе обзора всего неба обсерватории СРГ не только телескопом ART-XC, но и телескопом eРОЗИТА. Это позволило построить рентгеновские спектры этих источников в широком диапазоне энергий 0.2–20.0 кэВ и измерить их внутреннее поглощение. Для расчета светимостей в статье используется модель плоской Вселенной с параметрами $H_0 = 70$, $\Omega_m = 0.3$.

2. ВЫБОРКА ОБЪЕКТОВ

Выборку составили объекты из каталога источников, зарегистрированных в диапазоне энергий 4–12 кэВ на суммарной карте первых ~ 4.4 обзоров неба (с 12 декабря 2019 г. по 7 марта 2022 г.) телескопа ART-XC им. М. Н. Павлинского обсерватории СРГ (каталог ARTSS1-5, Сазонов и др. 2024). Рассматривались только источники, расположенные на половине неба $0^\circ < l < 180^\circ$, для которой у нас имеются также данные телескопа СРГ/eРОЗИТА. Всего в данную выборку вошло 11 кандидатов в АЯГ.

В табл. 1 для всех объектов приведены: названия рентгеновского источника по данным ART-XC и eРОЗИТА, соответствующие радиусы областей локализации на уровне достоверности 98% (R_a, R_e), поток в диапазоне энергий 4–12 кэВ по данным ART-XC и название орбитальной обсерватории, впервые обнаружившей источник в рентгеновском диапазоне. Пять источников были впервые зарегистрированы в рентгене с помощью телескопов ART-XC и eРОЗИТА обсерватории СРГ.

На рис. 1 показаны оптические изображения объектов, на которые наложены области локализации рентгеновских источников по данным ART-XC и eРОЗИТА. С каждым рентгеновским источником можно однозначно связать определенный оптический компаньон. Все эти объекты были классифицированы в каталоге ARTSS1-5 как кандидаты в АЯГ на основе имеющихся архивных данных (в основном фотометрических), таких как протяженность оптического изображения, характерный инфракрасный (ИК) цвет и наличие радиоизлучения. Отметим, что в случае источника SRGA J195226.6+380011 оптический партнер находится в $4.8''$ за пределами радиуса локализации $R_a = 19.0$ телескопа ART-XC, что, вероятно, связано с систематической погрешностью астрометрии каталога ARTSS1-5, которая оценивается на уровне $\sim 7''$ (Сазонов и др., 2024).

В табл. 2 собрана информация о свойствах исследуемых объектов в оптическом, ИК и радио диапазонах, а именно координаты оптического партнера, инфракрасный цвет $W1 - W2$ по данным каталога ALLWISE (Катри и др., 2021) и поток радиоизлучения на длине волны 1.4 ГГц или в полосе 2–4 ГГц, если источник присутствует в каталоге обзора NVSS (Кондон и др., 1998) или в каталоге обзора VLASS (Кондон и др., 2021) соответственно. У всех объектов за исключением SRGA J023800.1+193818 $W1 - W2 > 0.5$. Это указывает на вероятную активность ядра галакти-

Таблица 1. Выборка рентгеновских источников

№	Источник ART-XC	R_a	F_A^{4-12}	Источник eРОЗИТА	R_e	Открыт
1	SRGA J000132.9+240237	21.1	4.0 ± 1.4	SRGe J000132.4+240229	8.5	СРГ
2	SRGA J001059.5+424341	19.6	2.4 ± 0.8	SRGe J001059.5+424351	2.4	СРГ
3	SRGA J023800.1+193818	26.7	3.3 ± 1.2	SRGe J023800.0+193811	2.3	ROSAT
4	SRGA J025900.3+502958	24.1	3.4 ± 1.1	SRGe J025901.0+503013	2.4	СРГ
5	SRGA J040335.6+472440	23.3	3.2 ± 1.1	SRGe J040336.4+472439	5.0	ROSAT
6	SRGA J165143.2+532539	15.8	1.4 ± 0.4	SRGe J165144.1+532539	2.2	Einstein
7	SRGA J181749.5+234311	17.1	5.8 ± 1.6	SRGe J181749.1+234313	3.0	СРГ
8	SRGA J191628.1+711619	17.1	1.1 ± 0.3	SRGe J191629.4+711614	2.1	ROSAT
9	SRGA J194412.5−243619	20.0	5.7 ± 1.9	SRGe J194412.5−243623	3.4	XMM
10	SRGA J195226.6+380011	19.0	4.3 ± 1.4	SRGe J195225.4+380028	2.5	ROSAT
11	SRGA J201633.2+705525	18.8	1.1 ± 0.3	SRGe J201632.4+705525	2.3	СРГ

Столбец 1: порядковый номер источника в исследуемой выборке.
Столбец 2: название источника в каталоге ARTSS1-5.
Столбец 3: радиус 98%-области локализации ART-XC в угловых секундах.
Столбец 4: поток в диапазоне 4–12 кэВ по данным телескопа ART-XC в единицах 10^{-12} эрг $с^{-1}$ $см^{-2}$.
Столбец 5: название источника в каталоге eРОЗИТА.
Столбец 6: радиус 98%-области локализации eРОЗИТА в угловых секундах.
Столбец 7: орбитальная обсерватория, впервые обнаружившая рентгеновский источник.

ки, связанную с аккрецией вещества на сверхмассивную черную дыру (Стерн и др., 2012). Нехарактерный для АЯГ ИК цвет SRGA J023800.1+193818 связан, по всей видимости, с низкой светимостью активного ядра этой галактики, как обсуждается далее в разделе “Комментарии по объектам”. У пяти объектов регистрируется радиоизлучение, причем SRGA J000132.9+240237 является мощным радиоисточником.

3. ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Оптические наблюдения объектов проводились в 2023 году на 1.6-м телескопе АЗТ-33ИК Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН с помощью спектрографа низкого и среднего разрешения АДАМ (Афанасьев и др., 2016; Буренин и др., 2016). В табл. 3 представлен журнал наблюдений.

Наблюдения проводились с использованием длинной щели шириной $2''$ и позиционным углом $0°$. В качестве диспергирующего элемента спектрографа использовались две объемные фазовые голографические решетки (гризмы): VPHG600G, со спектральным диапазоном 3 800–7 250 Å и разрешением $R \approx 900$, и VPHG600R, со спектральным диапазоном 6 450–10 000 Å и разрешением $R \approx 1\,300$. Для каждого источника сначала проводились наблюдения с помощью гризмы VPHG600G, а если после получения спектроскопических изображений или после обработки спектров оказывалось, что длина волны линии излучения H_α находится вне спектрального диапазона VPHG600G, то проводились еще и наблюдения с помощью гризмы VPHG600R. Для наблюдений источника SRGA J195226.6+380011 использовалась только гризма VPHG600R.

Наблюдения проводились при качестве прямых изображений не хуже $2.5''$. Наблюдения спектрофотометрических стандартов проводилось в вечерние и утренние сумерки каждую наблюдательную ночь. Использовался список стандартов с сайта Европейской южной обсерватории[2]. После получения серии спектроскопических изображений каждого источника снимались 2–3 изображения калибровочных ламп линейчатого и непрерывного спектра. Обработка проводилась при помощи пакета PyRAF[3] и собственного ПО. Спектры каждого объекта поправлялись за межзвездное поглощение (Кардели и др., 1989). Избыток цвета $E(B-V)$ рассчитывался при помощи ПО сайта GALExtin[4]. Использовались карта покраснения пыли из работы Шлафлай и др. (2014) и коэффициент $R_v = 2.742$ из работы Шлафлай и Финкбейнер (2011).

Для двух объектов, SRGA J000132.9+240237 и SRGA J194412.5−243619, мы не проводили оптических наблюдений, так как по ним уже имелись архивные данные спектроскопии, полученные в ходе обзоров SDSS (Ахумада и др., 2020) и 6dF (Джонс и др., 2009) соответственно. Мы провели спектральную классификацию на основе этих данных. Обзор SDSS проводился на 2.5-м широкоугольном телескопе обсерватории Апачи-Пойнт с помощью двух оптоволоконных спектрографа BOSS с двумя камерами с перекрывающимися спектральными диапазонами 3 600–6 350 Å (B) и 5 650–10 000 Å (R). Обзор 6dF проводился на 1.2-м телескопе Шмидта

[2]https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html
[3]https://iraf-community.github.io/pyraf.html
[4]http://www.galextin.org/

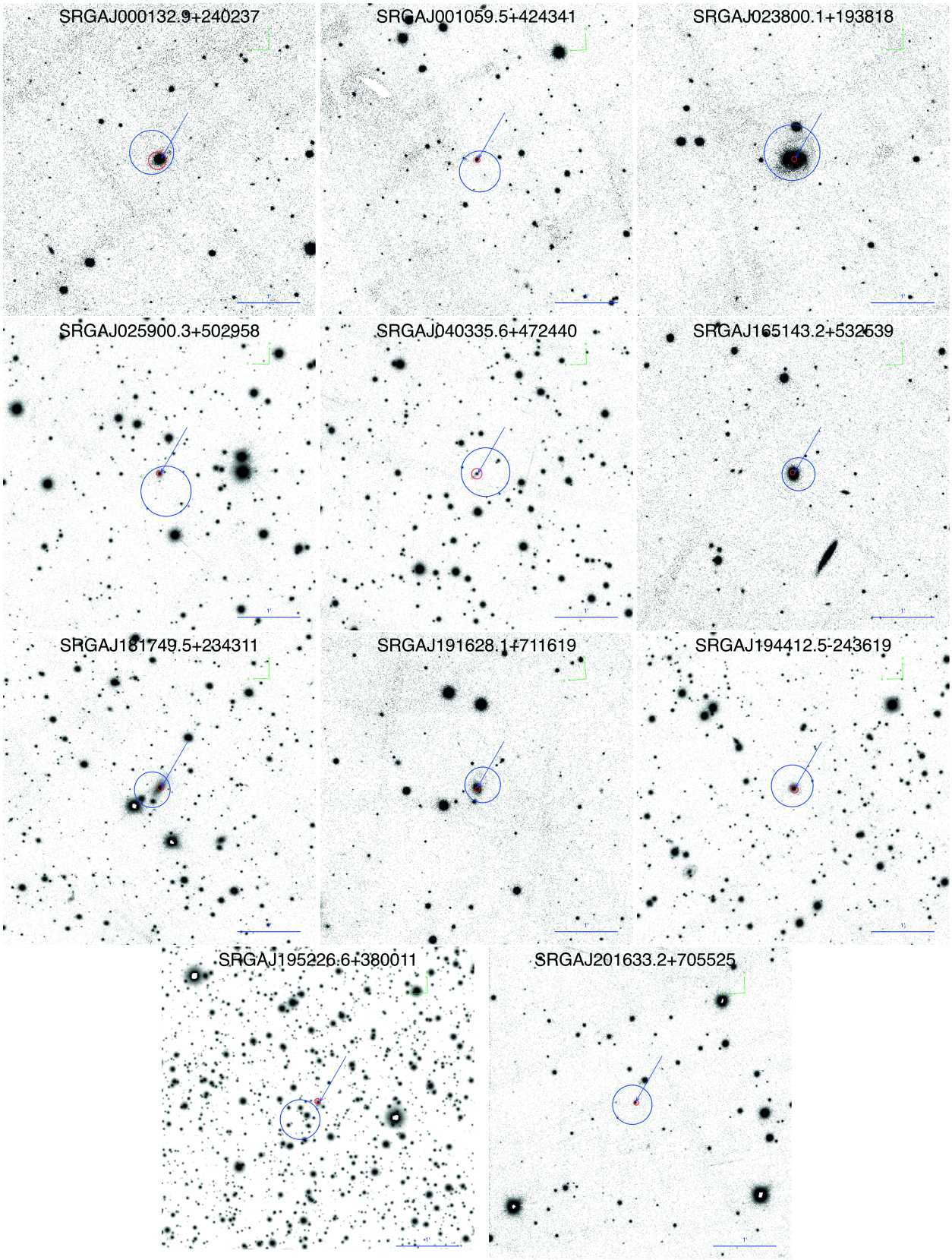

Рис. 1. Оптические изображения в фильтре r из обзора PanSTARRS PS1 (Чамберс и др., 2016). Большими и маленькими кружками показаны области локализации рентгеновских источников телескопами ART-XC и eРОЗИТА (см. значения R_a и R_e в табл. 1). Стрелками показаны оптические объекты, спектры которых исследуются в статье. Горизонтальная линия соответствует $1'$.

Таблица 2. Многоволновые свойства объектов

№	Компаньон	α	δ	$W1-W2$	Радио
1	2MASX J00013232+2402304 = NVSS J000132+240231	0.38474	24.04177	0.86 ± 0.03	359 ± 11 (1.4 ГГц)
2	WISEA J001059.72+424352.8	2.74883	42.73133	0.71 ± 0.05	
3	2MASS J02375999+1938118	39.50000	19.63661	0.11 ± 0.03	
4	LEDA 2374943 = VLASS1QLCIR J025900.99+503014.6	44.75421	50.50408	0.79 ± 0.03	1.6 ± 0.3 (2–4 ГГц)
5	2MASS J04033641+4724383	60.90171	47.41070	0.94 ± 0.03	
6	SBS 1650+535 = NVSS 165143+532538	252.93225	53.42772	0.75 ± 0.03	3.9 ± 0.4 (1.4 ГГц)
7	LEDA 1692433 = NVSS 181749+234313	274.45412	23.72019	0.65 ± 0.03	8.4 ± 0.5 (1.4 ГГц)
8	WISEA J191629.25+711616.4	289.12188	71.27122	0.59 ± 0.03	
9	2MASX J19441243–2436217 = NVSS J194412–243622	296.05168	–24.60590	1.06 ± 0.03	5.9 ± 0.5 (1.4 ГГц)
10	2MASS J19522509+3800269	298.10454	38.00748	0.88 ± 0.03	
11	WISEA J201632.61+705527.2	304.13587	70.92422	1.04 ± 0.03	

Столбец 1: порядковый номер источника в исследуемой выборке.
Столбец 2: оптический/ИК/радио компаньон.
Столбцы 3 и 4: координаты оптического компаньона (J2000.0).
Столбец 5: ИК цвет.
Столбец 6: спектральная плотность потока радиоизлучения в Ян.

Таблица 3. Журнал оптических наблюдений

№	Источник ART-XC	Дата	Гризма	Экспозиция, с
1	SRGA J000132.9+240237*	2013-09-08	Канал B	4×3600
		2013-09-08	Канал R	4×3600
2	SRGA J001059.5+424341	2023-11-09	VPHG600G	4×600
		2023-11-09	VPHG600R	4×600
3	SRGA J023800.1+193818	2023-11-08	VPHG600G	3×600
4	SRGA J025900.3+502958	2023-09-19	VPHG600G	4×300
		2023-09-19	VPHG600R	3×300
5	SRGA J040335.6+472440	2023-11-13	VPHG600G	4×600
6	SRGA J165143.2+532539	2023-04-13	VPHG600G	4×300
7	SRGA J181749.5+234311	2023-05-19	VPHG600G	4×300
8	SRGA J191628.1+711619	2023-04-13	VPHG600G	4×600
9	SRGA J194412.5–243619+	2003-08-04	V	6×1200
		2003-08-04	R	5×600
10	SRGA J195226.6+380011	2023-11-09	VPHG600R	4×600
11	SRGA J201633.2+705525	2023-11-09	VPHG600G	5×600

* – обзор SDSS, + – обзор 6dF.

UKST с помощью многоволоконного спектрографа с полем зрения 5.7°, оснащенного двумя решетками низкого разрешения $R \approx 1\,000$ с перекрывающимися спектральными диапазонами (V и R). При этом был полностью покрыт диапазон 4 000–7 500 Å. Спектры из обзора 6dF не откалиброваны по потоку и представлены в отсчетах, что не позволяет измерять абсолютные потоки эмиссионных линий. Однако эти данные могут использоваться для оценки эквивалентной ширины линий и соотношения потоков в парах близко расположенных линий, чего достаточно для классификации АЯГ.

4. РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ

В зависимости от своего положения на небе исследуемые источники сканировались телескопами ePOЗИТА и ART-XC четыре или пять раз (3 и 7 источников соответственно), с интервалом в полгода. Источник SRGA J040335.6+472440 наблюдался пять раз телескопом ART-XC, но во время пятого прохода (27 февраля

– 5 марта 2022 г.) телескоп eРОЗИТА был выключен. По совокупности данных всех сканов были построены спектры источников в широком диапазоне энергий 0.2–20.0 кэВ.

Данные телескопа eРОЗИТА были обработаны с помощью созданной и поддерживаемой в ИКИ РАН системы калибровки и обработки данных, использующей элементы пакета eSASS (eROSITA Science Analysis Software System) и ПО, разработанного в научной группе по рентгеновскому каталогу Российского консорциума телескопа eРОЗИТА. Спектры источников извлекались в круге радиусом 60″, а спектры фона – в кольце с внутренним радиусом 120″ и внешним радиусом 300″ вокруг источника. Если в область фона попадали другие источники, исключались фотоны в области радиусом 40″ вокруг них. Спектры извлекались по данным всех семи модулей телескопа в диапазоне 0.2–9.0 кэВ. При аппроксимации спектров данные группировались таким образом, чтобы в каждом энергетическом канале было не менее 3 отсчетов.

Для построения спектров источников по данным телескопа ART-XC использовались отсчеты, собранные в трех широких диапазонах энергий 4–7, 7–12 и 12–20 кэВ из области радиусом 71″ (в которой концентрируется 90% фотонов от источника во время обзора неба). Данные со всех семи модулей телескопа были объединены. В спектральном анализе использовалась диагональная матрица отклика, построенная по данным наблюдений Крабовидной туманности. Уровень фона оценивался с использованием данных в жестком диапазоне 30–70 кэВ и карты вейвлет-разложения изображений обзора (см. Сазонов и др., 2024).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Оптические спектры

На рис. 2 показаны оптические спектры исследуемых объектов.

Для классификации сейфертовских галактик использовались стандартные критерии, основанные на соотношении потоков в эмиссионных линиях (Остерброк, 1981; Верон-Сетти и др., 2001). Спектральный континуум аппроксимировался полиномом, а эмиссионные линии – гауссианами. Таким образом для каждой линии определялись: центральная длина волны, ширина на полувысоте $FWHM_{\rm mes}$, поток и эквивалентная ширина EW. Ширина широких бальмеровских линий поправлялась на спектральное разрешение прибора: $FWHM = \sqrt{FWHM^2_{\rm mes} - FWHM^2_{\rm res}}$, где $FWHM_{\rm res}$ определялось для каждого диспергирующего элемента и для каждой щели как ширина на полувысоте линий в спектре калибровочных ламп.

В табл. 7 представлены измеренные характеристики линий для всех источников. Погрешности приведены на уровне достоверности 68%. Доверительный интервал красного смещения определялся как погрешность среднего красного смещения узких линий. Измеренные ширины узких эмиссионных линий согласуются с приборным уширением, поэтому для них значения $FWHM$ не приводятся. Доверительные интервалы на эквивалентные ширины (EW) линий получались с помощью метода Монте-Карло. Предполагая, что ошибки на поток подчиняются нормальному распределению, были разыграны 1 000 реализаций спектра. Затем, для каждой из реализаций оценивалась EW. По полученному распределению EW были оценены доверительные интервалы. Для получения верхнего предела на поток в линии фиксировался центр гауссианы, а ее ширина принималась равной приборному уширению.

Результаты классификации источников и измеренные красные смещения приведены в табл. 5.

5.2. Рентгеновские спектры

Моделирование спектров проводилось только по данным телескопа eРОЗИТА, данные телескопа ART-XC при этом не использовались. Это связано с тем, что источники были отобраны по значимости детектирования в обзоре всего неба телескопа ART-XC, и те же данные обзора (т.е. всего лишь ~ 10 отсчетов от каждого источника) рассматриваются здесь. Потоки источников, оцененные по таким данным, могут быть существенно завышены из-за “эддингтоновского смещения”, связанного с пуассоновской статистикой (см., например, Ванг и др., 2004). Данные eРОЗИТА этому эффекту не подвержены, так как они не использовались при отборе источников.

Спектры аппроксимировались в диапазоне энергий 0.2–8.0 кэВ с помощью ПО XSPEC v12.12.0[5] (Арнауд, 1996). Для подгонки моделей использовалась W-статистика (с помощью опции *statistic cstat* в XSPEC), которая учитывает наличие фона. Для аппроксимации спектров использовалось несколько моделей, описанных ниже.

Комптонизация излучения аккреционного диска в его горячей короне приводит к формированию степенных рентгеновских спектров с экспоненциальным завалом на высоких ($\gtrsim 100$ кэВ) энергиях (Сюняев, Титарчук, 1980; Харт, Мараши, 1991). Поэтому мы использовали в качестве базовой спектральную модель степенного континуума, модифицированного фотопоглощением в Галактике и внутри АЯГ (далее – модель PL):

$$tbabs \cdot ztbabs \cdot cflux \cdot zpowerlaw. \quad (1)$$

[5] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec

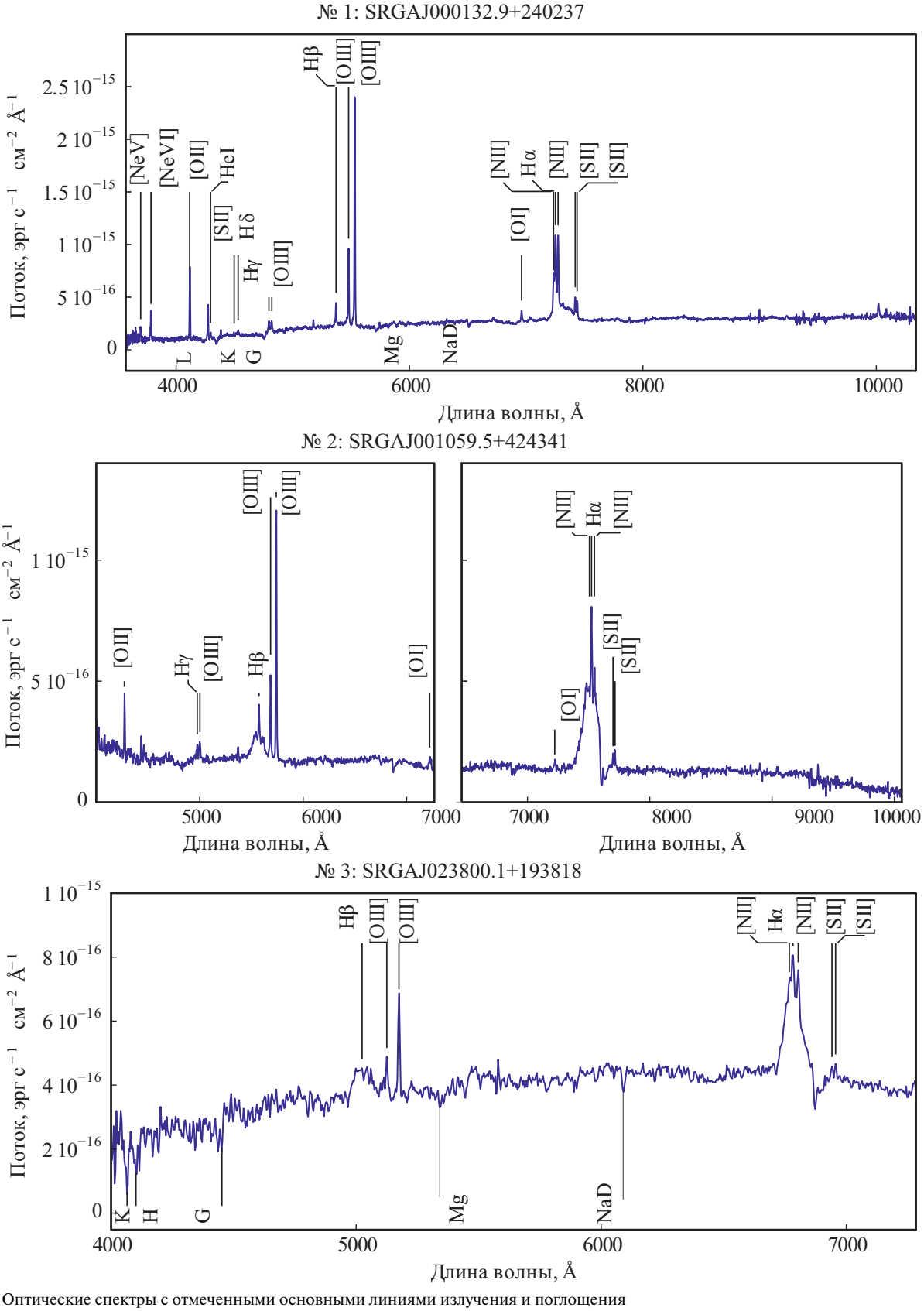

Рис. 2. Оптические спектры с отмеченными основными линиями излучения и поглощения

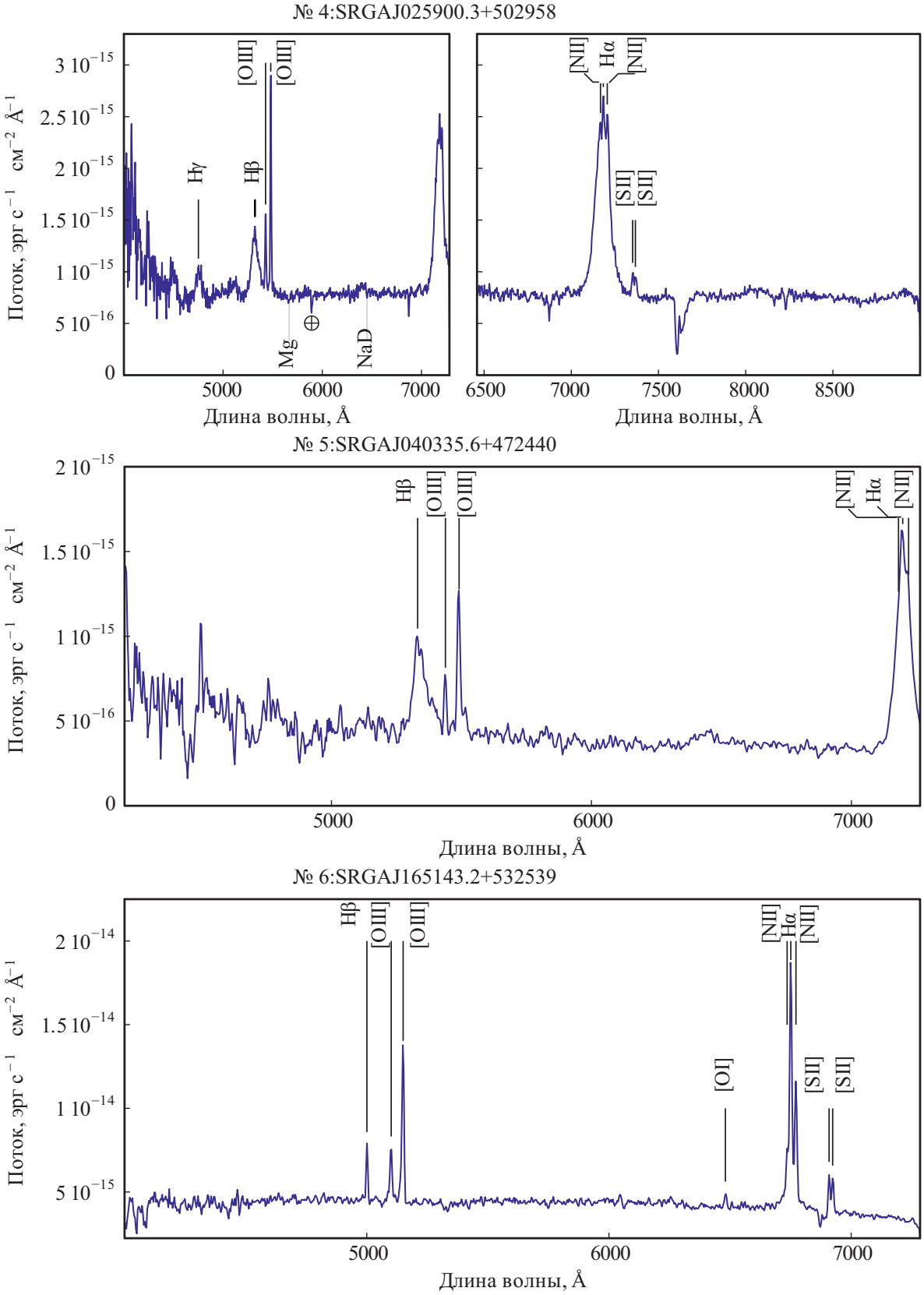

Рис. 2. Продолжение.

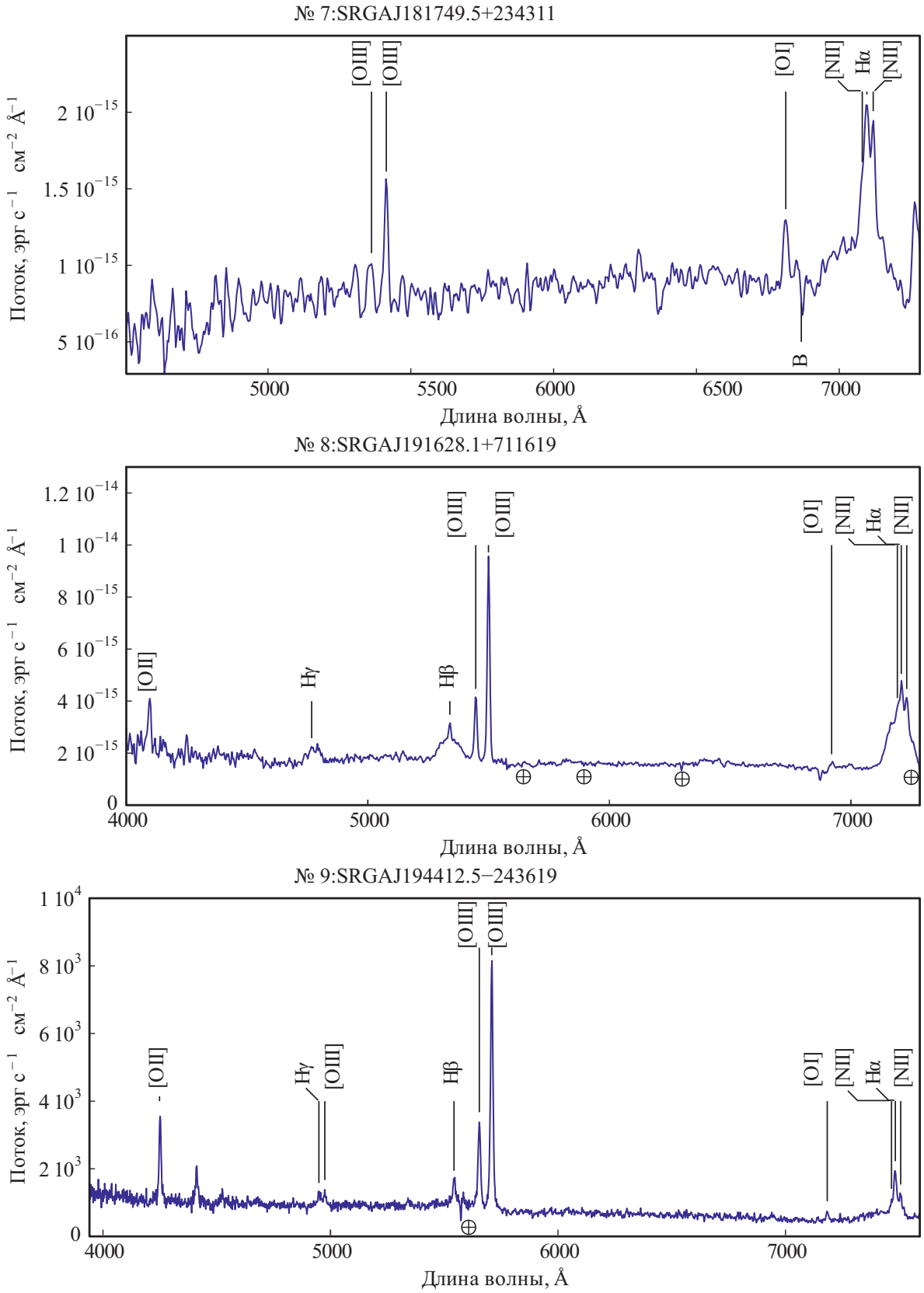

Рис. 2. Продолжение.

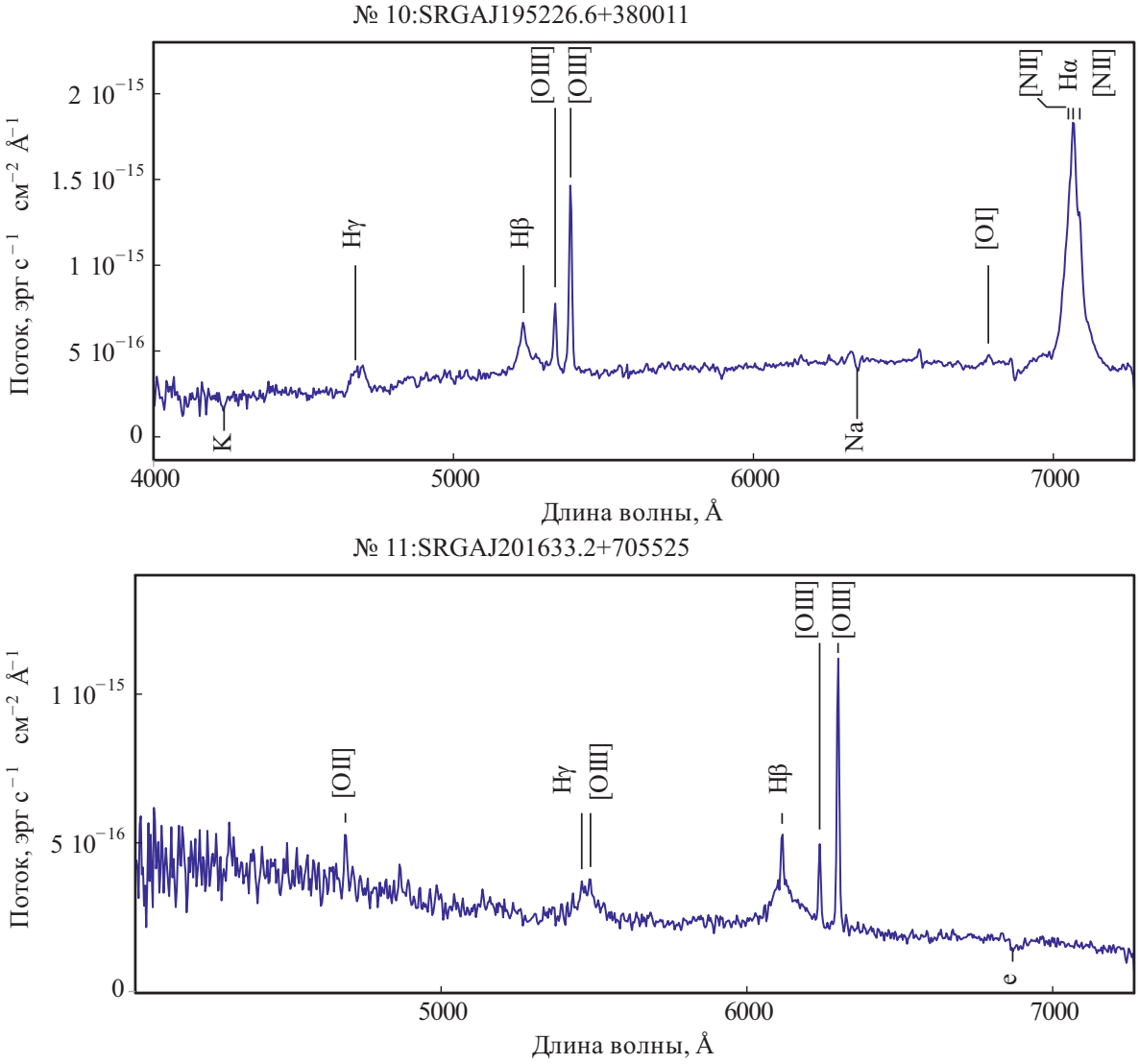

Рис. 2. Окончание.

Здесь TBABS описывает поглощение в межзвездной среде Галактики в направлении на исследуемый объект, и при этом используется значение лучевой концентрации нейтрального водорода из данных обзора HI4PI (Бехти и др., 2016); ZTBABS отвечает за поглощение внутри самого объекта (на его красном смещении); *cflux* – поправленный за поглощение поток в наблюдаемом диапазоне энергий 0.5–10.0 кэВ.

Результаты моделирования рентгеновских спектров источников представлены на рис. 3 и в таб. 4. Доверительные интервалы значений параметров приведены на уровне 90%. Данные eROSITA на рисунках были перегруппированы в более широкие интервалы по энергии для наглядности. Помимо измерений eROSITA показаны также потоки источников в диапазонах энергий 4–7, 7–12 и 12–20 кэВ, оцененные по данным ART-XC. Последние находятся в среднем выше соответствующих модельных спектров, что, очевидно, связано с упомянутым выше эддингтоновским смещением.

Избыток мягкого излучения в спектре SRGAJ165143.2+532539/SRGeJ165144.1+532539. При аппроксимации спектра источника № 6 (оптический тип Sy1.9) моделью PL наблюдаются заметные невязки на низких энергиях, что говорит о присутствии дополнительной мягкой компоненты. В рентгеновских спектрах АЯГ второго типа часто наблюдается дополнительное излучение на энергиях ниже 2 кэВ (см., например, Гуаинаци и др., 2005, 2007) на фоне поглощенного степенного континуума. Это может быть как излучение центрального источника, рассеянное и переработанное (в результате фотоионизации и рекомбинации) в газе за пределами газопылевого тора, так и собственное рентгеновское излучение звездного населения и межзвездной среды родительской галактики.

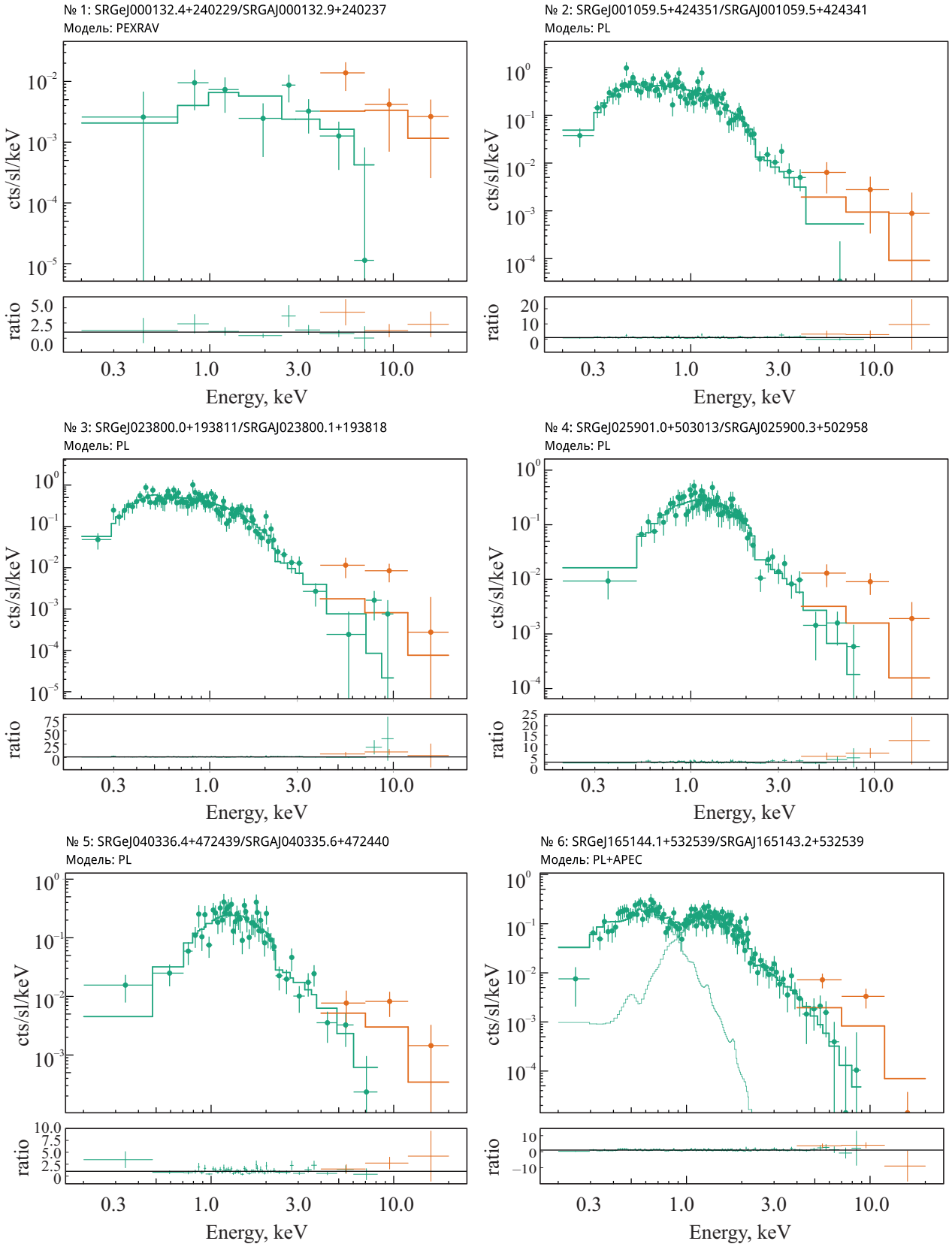

Рис. 3. Рентгеновские спектры по данным телескопов eРОЗИТА (зеленым) и ART-XC (оранжевым), а также модели наилучшей аппроксимации, полученные по данным eРОЗИТА (см. табл. 4). Для источника №6 использована двухкомпонентная модель PL+APEC, поэтому кроме полной модели показаны также обе компоненты. На нижних панелях показано отношение измерений к модели.

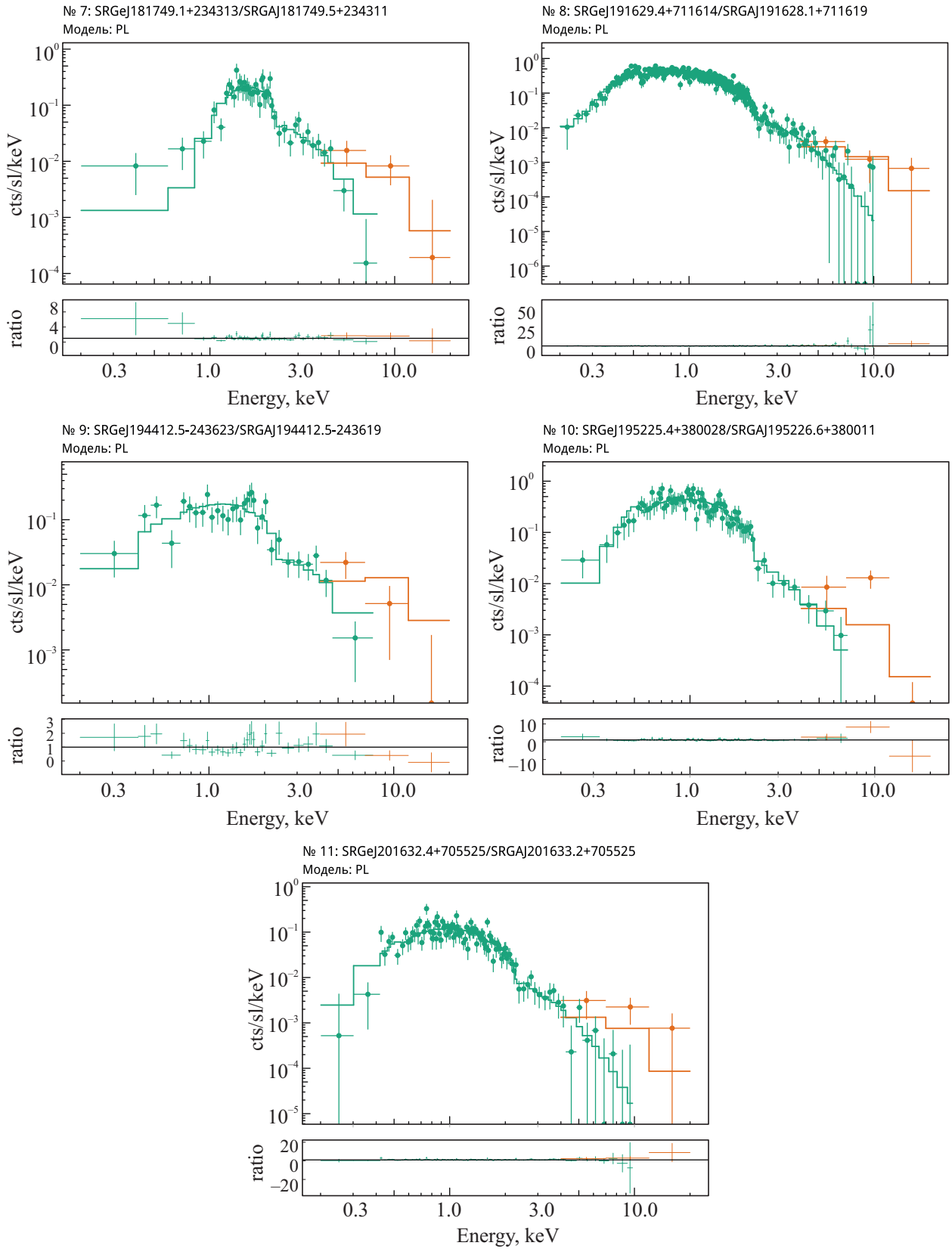

Рис. 3. Продолжение.

Таблица 4. Рентгеновские спектральные параметры

№	Модель	$N_{\rm H}^{MW}$	$N_{\rm H}$	$F_{0.5-10}^{\rm PL}$	Γ	$F_{0.5-10}^{\rm PEXRAV}$	cos I	A	Cstat (dof)
1	PL	0.04	< 0.9	14^{+20}_{-10}	$-0.5^{+0.9}_{-0.8}$				11.3 (12)
	PEXRAV	0.04			1.8 (фикс)	10^{+5}_{-4}	0.5 (фикс)	1 (фикс)	10.9 (14)

№	Модель	$N_{\rm H}^{MW}$	$N_{\rm H}$	$F_{0.5-10}^{\rm PL}$	Γ	$F_{0.5-10}^{\rm APEC}$	kT	A	Cstat (dof)
6	PL	0.05	< 0.015	19 ± 2	$1.28^{+0.12}_{-0.07}$				302.9 (256)
	PL+APEC	0.05	$0.9^{+0.3}_{-0.2}$	26^{+9}_{-4}	$2.5^{+0.5}_{-0.4}$	1.39 ± 0.16	$0.24^{+0.04}_{-0.02}$	$0.07^{+0.06}_{-0.04}$	248.3 (253)

№	Модель	$N_{\rm H}^{MW}$	$N_{\rm H}$	$F_{0.5-10}^{\rm PL}$	Γ	Cstat (dof)
2	PL	0.07	< 0.05	$18.6^{+2.1}_{-1.9}$	$2.20^{+0.25}_{-0.15}$	168.4 (171)
3	PL	0.08	< 0.02	$18.6^{+2.1}_{-1.7}$	$2.29^{+0.18}_{-0.08}$	168 (183)
4	PL	0.29	$0.11^{+0.09}_{-0.08}$	31 ± 3	$2.2^{+0.4}_{-0.3}$	111.4 (140)
5	PL	0.52	< 0.19	39^{+6}_{-5}	$1.9^{+0.4}_{-0.2}$	110.3 (98)
7	PL	0.12	$1.6^{+0.5}_{-0.4}$	80^{+30}_{-14}	$2.0^{+0.6}_{-0.5}$	113.3 (88)
8	PL	0.09	$0.045^{+0.019}_{-0.018}$	$24.1^{+1.2}_{-1.1}$	2.08 ± 0.11	358.4 (365)
9	PL	0.08	< 0.05	53^{+12}_{-14}	$0.66^{+0.23}_{-0.17}$	87.4 (61)
10	PL	0.22	< 0.06	32 ± 3	$2.22^{+0.31}_{-0.15}$	138.3 (164)
11	PL	0.10	$0.16^{+0.07}_{-0.06}$	$10.0^{+1.4}_{-1.0}$	$1.9^{+0.3}_{-0.2}$	212.3 (215)

$N_{\rm H}^{MW}$, $N_{\rm H}$ – лучевые плотности газа в Галактике и внутри АЯГ соответственно (в единицах 10^{22} атомов H на кв. см);
$F_{0.5-10.0}^{\rm PL}$ – поправленный за Галактическое и внутреннее поглощение поток степенной компоненты в диапазоне 0.5–10 кэВ (10^{-13} эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$);
Γ – наклон степенной компоненты;
$F_{0.5-10.0}^{\rm PEXRAV}$ – поправленный за Галактическое поглощение поток компоненты PEXRAV в диапазоне 0.5–10 кэВ (10^{-13} эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$);
cos I – косинус угла наклона в модели PEXRAV;
A – обилие металлов по отношению к солнечному;
$F_{0.5-10.0}^{\rm APEC}$ – поправленный за Галактическое поглощение поток компоненты APEC в диапазоне 0.5–10.0 кэВ (10^{-13} эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$);
kT – температура плазмы в модели APEC (кэВ).

Мы попытались описать избыток мягкого излучения в спектре источника № 6 с помощью модели APEC, предназначенной для описания спектров теплового излучения горячей оптически тонкой плазмы (Смит и др., 2001). На языке XSPEC соответствующая двухкомпонентная модель записывается так (далее – модель PL+APEC):

$$tbabs \cdot (ztbabs \cdot cflux \cdot zpowerlaw + apec). \qquad (2)$$

Эта модель позволяет описать спектр источника № 6 значительно лучше модели PL. Для определения статистической значимости улучшения качества аппроксимации при добавлении мягкой компоненты к поглощенному степенному континууму мы рассчитали отношение соответствующих правдоподобий.

Согласно теореме Уилкса, $-2(\ln L_1 - \ln L_2)$ асимптотически сходится к распределению χ^2 с количеством степеней свободы, равным разности количества степеней свободы двух моделей, одна из которых вложена в другую. В нашем случае $-2\ln L_1$ и $-2\ln L_2$ соответствуют значениям *Cstat* для модели с мягкой компонентой и модели без такой компоненты соответственно. В итоге находим, что для источника № 6 вероятность того, что улучшение качества аппроксимации при добавлении мягкой компоненты произошло случайно, составляет $\sim 10^{-11}$. При этом важно отметить, что наш выбор модели APEC для описания мягкой компоненты в спектре, конечно же, не является однозначным.

Сильно поглощенный АЯГ SRGAJ000132.9+240237/SRGeJ000132.4+240229. Среди всей выборки выделяется источник № 1 (Sy1.9), спектр которого выглядит очень жестким по сравнению с остальными. При его описании моделью PL наклон спектра оказывается $\Gamma < 0.5$ (см. табл. 4), что кардинально отличается от характерных для АЯГ значений $\Gamma \sim 1.8$. Более того, такие жесткие степенные спектры невозможно получить в результате комптонизации в горячей плазме (например, Поздняков и др., 1983).

Наши попытки “исправить” наклон степенной компоненты с помощью добавления мягкой компоненты не увенчались успехом. Возможно, в случае SRGA J000132.9+240237 мы имеем дело с сильно поглощенным АЯГ, основной вклад в спектр которого вносит излучение, отраженное от газопылевого тора. Для описания отраженной компоненты мы попробовали использовать модель PEXRAV (Магджиаж, Дзярски, 1995). Хотя эта модель изначально предназначена для описания отражения степенного континуума от плоской поверхности оптически толстой нейтральной среды, она должна примерно правильно описывать форму спектра отраженной компоненты и при других геометриях, в частности в случае отражения степенного континуума от газопылевого тора (см., например, Мелаззини, Сазонов 2023).

На языке XSPEC получившаяся двухкомпонентная модель выглядит так (далее — модель PL+PEXRAV):

$$tbabs \cdot (ztbabs \cdot zpowerlaw + pexrav). \quad (3)$$

При этом нормировочный коэффициент $rel_{\rm refl}$ модели PEXRAV задавался отрицательным, чтобы оставить в этой компоненте только вклад отраженного излучения (т.к. прямая компонента уже учтена в zPOWERLAW). В отношении прочих параметров модели PEXRAV были сделаны следующие предположения: 1) наклон спектра падающего континуума был привязан к наклону компоненты zPOWERLAW, 2) завал спектра на высоких энергиях не вводился, 3) химический состав отражающей среды был зафиксирован на солнечных значениях, 4) косинус угла падения излучения был взят равным 0.5, 5) нормировка была привязана к нормировке компоненты zPOWERLAW. Все эти предположения не оказывают практически никакого влияния на качество аппроксимации спектра.

К сожалению, из-за недостаточной статистики (25.7 фотонов за вычетом фона в данных еРОЗИТА) не удается получить сколь-нибудь полезных ограничений на параметры модели PL+PEXRAV. С другой стороны, как уже говорилось выше, полученный в модели PL наклон $\Gamma < 0.5$ указывает на то, что в спектре доминирует излучение, отраженное от газопылевого тора. Поэтому мы упростили модель PL+PEXRAV: наклон спектра был зафиксирован на “каноническом” для АЯГ значении $\Gamma = 1.8$, а компонента, описывающая прямое излучение, была исключена, что в рамках стандартной модели АЯГ соответствует такой ориентации, при которой прямое излучение полностью скрыто тором. Такая модель (PEXRAV) описывается следующим выражением:

$$TBabs \cdot cflux \cdot pexrav. \quad (4)$$

Согласно полученным значениям *Cstat*, эта модель позволяет описать спектр источника № 1 так же хорошо, как и модель PL.

Чтобы лучше изучить свойства этого интересного АЯГ, необходимо получить рентгеновский спектр с хорошей статистикой в широком интервале энергий, желательно до $\sim 50{-}100$ кэВ. Это позволит использовать более физически обоснованные модели для описания переноса излучения в рамках модели газопылевого тора.

5.3. Комментарии по отдельным объектам

№ 1. SRGA J000132.9+240237. С этим рентгеновским источником связан мощный радиоисточник, который ранее рассматривался как кандидат в блазары (Дабруско и др., 2019). В исследованном нами оптическом спектре, который был получен в ходе обзора SDSS, присутствуют узкие эмиссионные линии, а у линии Hα есть также широкая компонента. Это позволяет классифицировать объект как сейфертовскую галактику типа 1.9. Принимая во внимание очень жесткий рентгеновский спектр источника (см. выше), можно заключить, что SRGA J000132.9+240237 является радиогалактикой с узкими линиями (narrow-line radio galaxy) и сильным поглощением.

№ 2. SRGA J001059.5+424341. Этот рентгеновский источник, открытый в ходе обзора всего неба СРГ/ART-XC, не попал в опубликованный каталог ARTSS1-5 (Сазонов и др., 2024), так как оказался по значимости детектирования слегка под порогом, установленным для этого каталога. Однако, так как на ранней стадии работы над каталогом ARTSS1-5 этот источник попал в программу оптической поддержки обзора и по нему были получены спектроскопические данные, то мы включили его в настоящую статью. За счет накопления новых данных телескопа СРГ/ART-XC источник SRGA J001059.5+424341 может попасть в следующую официальную версию каталога, которую предполагается выпустить после завершения в 2025 году восьмого обзора всего неба СРГ/ART-XC.

№ 3. SRGA J023800.1+193818. Этот рентгеновский источник был впервые обнаружен в ходе обзора всего неба обсерватории ROSAT (2RXS J023759.4+ 193802, Боллер и др., 2016). Его оптическим компаньоном является галактика 2MASS J02375999+1938118, с ИК цветом $W1 - W2 = 0.11 \pm 0.03$. По всей видимости, нехарактерный для АЯГ ИК цвет связан с относительно низкой светимостью этого источника ($\sim 10^{42}$ эрг с$^{-1}$ в рентгене), в результате чего излучение звездного населения галактики преобладает над излучением активного ядра в близком и среднем ИК диапазонах.

№ 5. SRGA J040335.6+472440. Этот рентгеновский источник был впервые обнаружен в ходе

обзора всего неба обсерватории ROSAT (2RXS J040337.5+472432).

№ 6. SRGA J165143.2+532539. Этот рентгеновский источник был известен уже по наблюдениям обсерватории Einstein (2E 1650.6+5330, Харрис и др. 1996), а также регистрировался во время обзора всего неба обсерватории ROSAT (2RXS J165144.7+532532, Боллер и др. 2016). Оптическим партнером является галактика SBS 1650+535, для которой ранее уже было измерено красное смещение: $z = 0.0287$ (Караско и др., 1997), однако объект не был известен как АЯГ. Мы классифицировали его как Sy1.9 на основе полученного оптического спектра.

№ 8. SRGA J191628.1+711619. Этот источник был открыт во время обзора всего неба обсерватории ROSAT (2RXS J191627.3+711610). Он также присутствует в каталоге источников, зарегистрированных во время перенаведений обсерватории XMM-Newton (XMMSL2 J191627.8+711616, Сэкстон и др., 2008; Исследовательский научный центр XMMNewton, 2018).

№ 9. SRGA J194412.5–243619. Этот источник был впервые обнаружен во время перенаведений обсерватории XMM-Newton (XMMSL2 J194412.4-243621).

№ 10. SRGA J195226.6+380011. Этот источник был открыт во время обзора всего неба обсерватории ROSAT (2RXS J195225.6+380017). Он также присутствует в каталоге источников, зарегистрированных во время перенаведений обсерватории XMM-Newton (XMMSL2 J195225.3+380027).

№ 11. SRGA J201633.2+705525. Это новый рентгеновский источник, обнаруженный в ходе обзора всего неба СРГ/ART-XC. В оптическом спектре присутствуют узкие эмиссионные линии на $z = 0.25791 \pm 0.00005$, а также широкие линии Hβ и Hγ, что позволяет классифицировать объект как Sy1.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 5 представлены физические характеристики АЯГ, исследованных в данной работе: оптический класс, красное смещение и рентгеновская светимость L_X. Последняя была рассчитана для степенной компоненты в рентгеновском спектре (для модельных параметров из табл. 4) в наблюдаемом диапазоне 2–10 кэВ (принимая во внимание небольшие красные смещения объектов, k-поправка не учитывалась) и поправлена за Галактическое и внутреннее поглощение.

Рентгеновские светимости объектов варьируются в диапазоне от $\sim 2 \times 10^{42}$ до $\sim 3 \times 10^{44}$ эрг/с. Такие значения являются характерными для АЯГ в современную эпоху (см., например, Уеда и др., 2014; Сазонов и др., 2015). По отношениям потоков в узких линиях lg([NII]λ6584/Hα) и lg([OIII]λ5007/Hβ) все источники за исключением объекта № 11 (для которого отсутствует часть необходимой информации) попадают в область сейфертовских галактик на диаграмме Болдуина, Филлипса и Терлевича (BPT, Болдуин и др. 1981), показанной на рис. 4.

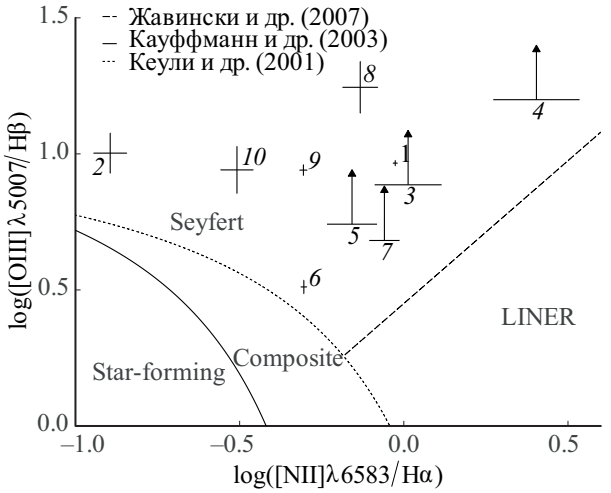

Рис. 4. Расположение исследуемых АЯГ на BPT-диаграмме (Болдуин и др., 1981). Показаны 1σ доверительные интервалы отношений потоков. Стрелками указаны нижние 2σ-пределы. Разграничительные линии между разными классами галактик взяты из работ: Кауффманн и др. (2003) – сплошная линия, Кеули и др. (2001) – пунктирная линия, Жавински и др. (2007) – штриховая линия. Источники отмечены по номерам, указанным в табл. 1. На диаграмму не попал источник № 11 (SRGA J201633.2+705525), так как для него область Hα оказалась за пределами спектрального диапазона.

На рис. 5 показана зависимость наклона степенного континуума Γ от внутреннего поглощения N_H для исследуемых объектов. Большинство значений наклона близки в пределах ошибок к обычному для АЯГ наклону $\Gamma \approx 1.8$ (например, Трахенброт и др. 2017). Статистически значимое, но умеренное ($N_H \sim 10^{22}$ см$^{-2}$) внутреннее поглощение выявлено только у двух объектов (№ 6, № 7, оба – Sy1.9). Еще один источник (№ 1, тоже Sy1.9), возможно, является сильно поглощенным АЯГ, как обсуждалось выше, однако для него не удается надежно ограничить параметры Γ и N_H по имеющимся данным обзора всего неба обсерватории СРГ. В рентгеновских спектрах всех семи сейфертовских галактик первого типа и сейфертовской галактики второго типа (№ 9) не обнаружено признаков значительного внутреннего поглощения ($N_H \lesssim 2 \times 10^{21}$ см$^{-2}$).

Для сейфертовских галактик 1-го типа мы можем оценить массы центральных черных дыр по светимости и ширине широкой эмиссионной линии Hα или Hβ (последнее актуально для объекта № 11 в нашей выборке) на основе известной эмпирической зависимости (формулы 6 и 7 в Грин и Хо 2005), используя потоки и ширины линий из табл. 7. Полученные таким образом массы оказываются в диапазоне от $\sim 5 \times 10^6$ до $\sim 1.5 \times 10^8$ $M_\odot$. Кроме того, можно оценить боло-

Таблица 5. Свойства АЯГ

№	Объект	Оптический тип	z^1	$\log L_X^2$
1	SRGA J000132.9+240237	Sy1.9	0.10478 ± 0.00006	$43.6^{+0.2}_{-0.6}$
2	SRGA J001059.5+424341	Sy1	0.14640 ± 0.00009	$43.70^{+0.08}_{-0.12}$
3	SRGA J023800.1+193818	Sy1	0.03350 ± 0.00014	$42.32^{+0.08}_{-0.08}$
4	SRGA J025900.3+502958	Sy1	0.09461 ± 0.00013	$43.51^{+0.13}_{-0.13}$
5	SRGA J040335.6+472440	Sy1	0.0967 ± 0.0003	$43.73^{+0.11}_{-0.15}$
6	SRGA J165143.2+532539	Sy1.9	0.02864 ± 0.00004	$42.26^{+0.12}_{-0.11}$
7	SRGA J181749.5+234311	Sy1.9	0.08134 ± 0.00014	$43.85^{+0.12}_{-0.12}$
8	SRGA J191628.1+711619	Sy1	0.09839 ± 0.00017	$43.48^{+0.05}_{-0.05}$
9	SRGA J194412.5−243619	Sy2	0.14021 ± 0.00010	$44.40^{+0.12}_{-0.15}$
10	SRGA J195226.6+380011	Sy1	0.07666 ± 0.00007	$43.33^{+0.09}_{-0.09}$
11	SRGA J201633.2+705525	Sy1	0.25791 ± 0.00005	$44.07^{+0.11}_{-0.12}$

[1] Красное смещение, измеренное по узким эмиссионным линиям.

[2] Поправленная за Галактическое и внутреннее поглощение светимость степенной спектральной компоненты в наблюдаемом диапазоне энергий 2–10 кэВ в единицах эрг/с, на основе модели PL+APEC для источника № 6 и модели PL для всех остальных (см. табл. 4). Погрешности красного смещения приведены на уровне достоверности 68%, а светимости — 90% (без учета небольшой погрешности измерения красного смещения).

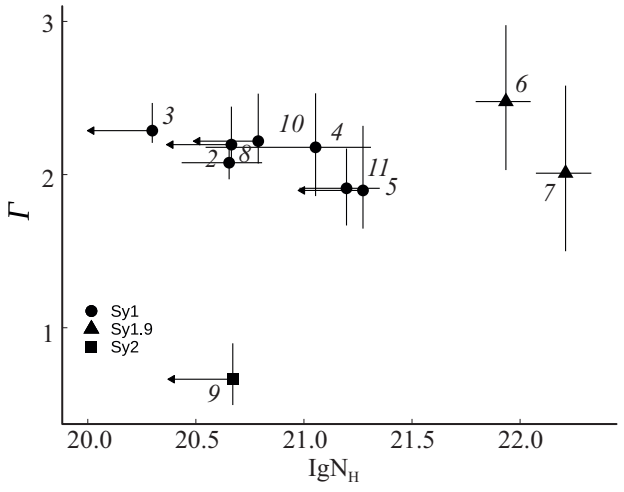

Рис. 5. Зависимость наклона рентгеновского степенного континуума от колонки внутреннего поглощения. Сейфертовские галактики разных типов показаны разными символами. Ошибки и верхние пределы соответствуют 90% доверительным интервалам. Для источника №6 использовалась модель PL+APEC, для остальных – модель PL (см. табл. 4). Источник №1 не показан, так как для него не удалось надежно ограничить параметры Γ и N_H.

метрические светимости и темпы аккреции по отношению к критическому (λ_{Edd}), используя характерную болометрическую поправку для диапазона 2–10 кэВ: $L_{bol}/L_X \sim 11$ (Сазонов и др., 2012). Полученные оценки приведены в табл. 6. Важно отметить, что наряду с указанными статистическими ошибками есть более значительная систематическая неопределенность, связанная с определением масс черных дыр и применением болометрической поправки. Полученные значения λ_{Edd} варьируются от $\sim 3\%$ до $\sim 20\%$, что характерно для сейфертовских галактик в целом (см., например, Прохоренко и др., 2021; Ананна и др., 2022).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью наблюдений, проведенных на телескопе АЗТ-33ИК, и архивных спектральных данных из обзоров SDSS и 6dF отождествлены 11 новых АЯГ среди рентгеновских источников, зарегистрированных в диапазоне энергий 4–12 кэВ в ходе первых пяти обзоров всего неба телескопа ART-XC обсерватории СРГ. Все источники также уверенно детектируются телескопом eРОЗИТА в диапазоне энергий 0.2–8.0 кэВ, по данным которого была получена более точная локализация источников и получены и проанализированы их рентгеновские спектры. Все объекты оказались близкими сейфертовскими галактиками (7 Sy1, 3 Sy1.9, 1 Sy2) на красных смещениях $z = 0.029–0.258$.

Анализ рентгеновских спектров, полученных телескопом eРОЗИТА, позволил выявить у двух из четырех сейфертовских галактик второго типа (Sy1.9, Sy2) заметное внутреннее поглощение ($N_H \sim 10^{22}$ см$^{-2}$). Спектр еще одной из них (SRGA J000132.9+240237) описывается степенным спектром с наклоном $\Gamma < 0.5$, что может указывать на сильное поглощение и значительный вклад излучения, отраженного от газопылевого тора. Однако имеющихся данных обзора всего неба СРГ недостаточно для того, что получить надежные ограничения на колонку поглощения в этом объекте, который интересен еще и тем, что является радиогромким. Мы планируем получить с помощью телескопа СРГ/ART-XC в режиме наведения более качественный рентгеновский спектр этого источника, чтобы детально изучить его физические свойства.

Таблица 6. Массы, болометрические светимости и эддингтоновские отношения для центральных черных дыр в галактиках типа Sy1

№	Объект	Масса ЧД, $10^6 M_\odot$	L_{bol}, 10^{44} эрг с$^{-1}$	λ_{Edd}
2	SRGAJ001059.5+424341	150 ± 32	$5.5^{+1.2}_{-1.3}$	0.028 ± 0.009
3	SRGAJ023800.1+193818	4.68 ± 0.98	$0.23^{+0.05}_{-0.04}$	0.038 ± 0.011
4	SRGAJ025900.3+502958	72 ± 14	$3.6^{+1.2}_{-0.9}$	0.038 ± 0.014
5	SRGAJ040335.6+472440	28 ± 6	$5.8^{+1.7}_{-1.7}$	0.16 ± 0.06
8	SRGAJ191628.1+711619	102 ± 21	$3.3^{+0.4}_{-0.4}$	0.025 ± 0.006
10	SRGAJ195226.6+380011	16 ± 3	$2.3^{+0.5}_{-0.4}$	0.12 ± 0.03
11	SRGAJ201633.2+705525	137 ± 20	13^{+4}_{-3}	0.07 ± 0.02

Эта статья продолжает серию публикаций об оптическом отождествлении рентгеновских источников, обнаруженных в ходе обзора всего неба СРГ/ART-XC. Итогом этой работы должно стать получение большой, статистически полной выборки АЯГ, отобранных по их излучению в жестком рентгеновском диапазоне 4–12 кэВ.

В исследовании были использованы данные телескопов ART-XC и eРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ разработана в АО “НПО Лавочкина” (входит в госкорпорацию “Роскосмос”) при участии Германского центра авиации и космонавтики (DLR) в рамках Федеральной космической программы России по заказу Российской академии наук. Рентгеновский телескоп eРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка при поддержке DLR. Команда телескопа ART-XC благодарит госкорпорацию “Роскосмос”, Российскую академию наук и госкорпорацию “Росатом” за поддержку разработки и создания телескопа ART-XC, а также АО “НПО Лавочкина” и партнеров за создание и работу с космическим аппаратом и платформой “Навигатор”. Использованные в настоящей работе данные телескопа eРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом eРОЗИТА, и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа eРОЗИТА. Это исследование было проведено при поддержке гранта РНФ 19-12-00396[6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ананна и др. (T. T. Ananna, A. K. Weigel, B. Trakhtenbrot, M. J. Koss, C. M. Urry, C. Ricci, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **261**, 9 (2022).
2. Арнауд (K. A. Arnaud), in G. H. Jacoby and J. Barnes (eds.), Astronomical Data Analysis Software and Systems V, Vol. 101 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series., p. 17 (1996).
3. Афанасьев и др. (V. L. Afanasiev, S. N. Dodonov, V. R. Amirkhanyan, A. V. Moiseev), Astrophys. Bull. **71**, 479 (2016).
4. Ахумада и др. (R. Ahumada, C. Allende Prieto, A. Almeida, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **249**, 3 (2020).
5. Бехти и др. (HI4PI Collaboration, N. Ben Bekhti, L. Flöer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, et al.), Astron. Astrophys. **594**, A116 (2016).
6. Болдуин и др. (J. A. Baldwin, M. M. Phillips, and R. Terlevich), Pub. Astron. Soc. Pacific **93**, 5 (1981).
7. Боллер и др. (T. Boller, M. J. Freyberg, J. Trümper, F. Haberl, W. Voges, and K. Nandra), Astron. Astrophys. **588**, A103 (2016).
8. Буренин и др. (R. A. Burenin, A. L. Amvrosov, M. V. Eselevich, V. M. Grigor’ev, V. A. Aref’ev, V. S. Vorob’ev, et al.), Astron. Lett. **42**, 295 (2016).
9. Ванг и др. (Q. D. Wang, et al.), Astrophys. J. **612**, 159 (2004).
10. Верон-Сетти и др. (M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, and A. C. Gonçalves), Astron. Astrophys. **372**, 730 (2001).
11. Гордон и др. (Y. A. Gordon, M. M. Boyce, C. P. O’Dea, L. Rudnick, H. Andernach, A. N. Vantyghem, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **255**, 30 (2021).
12. Грин и Хо (J. E. Greene and L. C. Ho), Astrophys. J. **630**, 122 (2005).
13. Гуаинаци и др. (M. Guainazzi, G. Matt, and G. C. Perola), Astron. Astrophys. **444**, 119 (2005).
14. Гуаинаци и др. (M. Guainazzi and S. Bianchi), MNRAS **374**, 1290 (2007).
15. Дабруско и др. (R. D’Abrusco, N. Álvarez Crespo, F. Massaro, R. Campana, V. Chavushyan, M. Landoni, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **242**, 4 (2019).
16. Джонс и др. (D. H. Jones, M. A. Read, W. Saunders, M. Colless, T. Jarrett, Q. A. Parker, et al.), MNRAS **399**, 683 (2009).
17. Жавински и др. (K. Schawinski, D. Thomas, M. Sarzi, C. Maraston, S. Kaviraj, S.-J. Joo, et al.), MNRAS **382**, 1415 (2007).
18. Зазнобин и др. (I. A. Zaznobin, G. S. Uskov, S. Y. Sazonov, R. A. Burenin, P. S. Medvedev, G. A. Khorunzhev, et al.), Astronomy Letters **47**, 71 (2021).

[6]Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ангара” http://ckp-rf.ru/ckp/3056/

19. Зазнобин и др. (I. Zaznobin, S. Sazonov, R. Burenin, G. Uskov, A. Semena, M. Gilfanov, et al.), Astron. Astrophys. **661**, A39 (2022).
20. Исследовательский научный центр XMM-Newton (XMM-SSC), VizieR Online Data Catalog, p. IX/53 (2018).
21. Караско и др. (L. Carrasco, A. Serrano, H. M. Tovmassian, J. A. Stepanian, V. H. Chavushyan, and L. K. Erastova), Astron. J. **113**, 1527 (1997).
22. Кардели и др. (J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis), Astrophys. J. **345**, 245 (1989).
23. Катри и др. (R. M. Cutri, E. L. Wright, T. Conrow, J. W. Fowler, P. R. M. Eisenhardt, C. Grillmair, et al.), VizieR Online Data Catalog, p. II/328 (2021).
24. Кауффманн и др. (G. Kauffmann, T. M. Heckman, C. Tremonti, J. Brinchmann, S. Charlot, S. D. M. White, et al.), MNRAS **346**, 1055 (2003).
25. Кеули и др. (L. J. Kewley, M. A. Dopita, R. S. Sutherland, C. A. Heisler, and J. Trevena), The Astrophys. J. **556**, 121 (2001).
26. Кондон и др. (J. J. , W. D. Cotton, E. W. Greisen, Q. F. Yin, R. A. Perley, G. B. Taylor, et al.), Astron. J. **115**, 1693 (1998).
27. Лутовинов и др. (A. A. Lutovinov, S. S. Tsygankov, I. A. Mereminskiy, S. V. Molkov, A. N. Semena, V. A. Arefiev, et al.), Astron. Astrophys. **661**, A28 (2022).
28. Магджиаж, Дзярски (P. Magdziarz, and A. A. Zdziarski), MNRAS **273**, 837 (1995).
29. Мелаззини, Сазонов (F. Melazzini, and S. Sazonov), Astron. Lett. **49**, 301 (2023).
30. Мереминский и др. (I. A. Mereminskiy, A. V. Dodin, A. A. Lutovinov, A. N. Semena, V. A. Arefiev, K. E. Atapin, et al.), Astron. Astrophys. **661**, A32 (2022).
31. Остерброк (D. E. Osterbrock), The Astrophys. J. **249**, 462 (1981).
32. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), Astron. Astrophys. **650**, A42 (2021).
33. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, S. Sazonov, R. Burenin, E. Filippova, R. Krivonos, V. Arefiev, et al.), Astron. Astrophys. **661**, A38 (2022).
34. Поздняков и др. (L. A. Pozdnyakov, I. M. Sobol, and R. A. Syunyaev), Astrophys. Space Phys. Rev. **2**, 189 (1983).
35. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), Astron. Astrophys. **647**, A1 (2021).
36. Прохоренко и др. (S. A. Prokhorenko, and S. Y. Sazonov), Astronomy Letters **47**, 515 (2021).
37. Сазонов и др. (S. Sazonov, S. P. Willner, A. D. Goulding, R. C. Hickox, V. Gorjian, M. W. Werner, et al.), Astrophys. J. **757**, 181 (2012).
38. Сазонов и др. (S. Sazonov, E. Churazov, and R. Krivonos), MNRAS **454**, 1202 (2015).
39. Сазонов и др. (S. Sazonov, R. Burenin, E. Filippova, R. Krivonos, V. Arefiev, K. Borisov, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2405.09184.
40. Смит и др. (R. K. Smith, N. S. Brickhouse, D. A. Liedahl, and J. C. Raymond), Astrophys. J. (Lett.) **556**, L91 (2001).
41. Стерн и др. (D. Stern, R. J. Assef, D. J. Benford, A. Blain, R. Cutri, A. Dey, et al.), Astrophys. J. **753**, 30 (2012).
42. Сэкстон и др. (R. D. Saxton, A. M. Read, P. Esquej, M. J. Freyberg, B. Altieri, and D. Bermejo), VizieR Online Data Catalog, pp J/A+A/480/611 (2008).
43. Сюняев, Титарчук (R. A. Sunyaev, and L. G. Titarchuk), Astron. Astrophys. **86**, 121 (1980).
44. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), Astron. Astrophys. **656**, A132 (2021).
45. Трахенброт и др. (B. Trakhtenbrot, C. Ricci, M. J. Koss, K. Schawinski, R. Mushotzky, Y. Ueda, et al.), MNRAS **470**, 800 (2017).
46. Уеда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, G. Hasinger, T. Miyaji, and M. G. Watson), Astrophys. J. **786**, 104 (2014).
47. Усков и др. (G. S. Uskov, I. A. Zaznobin, S. Y. Sazonov, A. N. Semena, M. R. Gilfanov, R. A. Burenin, et al.), Astron. Lett. **48**, 87 (2022).
48. Усков и др. (G. S. Uskov, S. Y. Sazonov, I. A. Zaznobin, R. A. Burenin, M. R. Gilfanov, P. S. Medvedev, et al.), Astron. Lett. **49**, 25 (2023).
49. Харрис и др. (D. E. Harris, W. Forman, I. M. Gioa, J. A. Hale, J. Harnden, F. R. C. Jones, et al.), VizieR Online Data Catalog, p. IX/13 (1996).
50. Харт, Мараши (F. Haardt, and L. Maraschi), Astrophys. J. (Lett.) **380**, L51 (1991).
51. Чамберс и др. (K. C. Chambers, E. A. Magnier, N. Metcalfe, H. A. Flewelling, M. E. Huber, C. Z. Waters, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:1612.05560 (2016).
52. Schlafly, Finkbeiner (E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner), Astrophys. J. **737**, 103 (2011).
53. Шлафлай и др. (E. F. Schlafly, G. Green, D. P. Finkbeiner, M. Jurić, H. W. Rix, N. F. Martin, et al.), Astrophys. J. **789**, 15 (2014).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 7. Спектральные особенности источников. Длины волн в системе наблюдателя. Потоки, эквивалентные ширины и *FWHM* получены для системы отсчета источников. Доверительные интервалы приведены на уровне значимости 1σ, а верхние пределы на уровне 2σ

Линия	Длина волны	Поток, 10^{-15}эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$	*EW*, Å	*FWHM*, 10^2 км/с
		SRGA J000132.9+240237		
[NeV]3346	3696	0.60 ± 0.05	-5.6 ± 0.5	–
[NeVI]3426	3784	1.57 ± 0.05	-15.6 ± 0.5	–
[OII]3726	4118	4.68 ± 0.06	-45.7 ± 0.6	–
HeI 3888	4296	0.31 ± 0.02	-2.7 ± 0.2	–
[SII]4071	4495	0.19 ± 0.02	-1.47 ± 0.18	–
Hδ	4531	0.38 ± 0.02	-2.82 ± 0.18	–
Hγ	4795	1.31 ± 0.04	-8.3 ± 0.2	–
[OIII]4363	4818	1.44 ± 0.04	-8.9 ± 0.3	–
Hβ	5370	1.69 ± 0.04	-7.26 ± 0.15	–
[OIII]4959	5478	5.53 ± 0.06	-23.5 ± 0.2	–
[OIII]5007	5531	15.62 ± 0.12	-66.1 ± 0.5	–
[OI]6300	6961	1.07 ± 0.04	-4.00 ± 0.14	–
[NII]6548	7235	3.74 ± 0.07	-13.7 ± 0.3	–
Hα	7250	8.29 ± 0.09	-30.2 ± 0.3	–
[NII]6583	7273	7.80 ± 0.09	-28.4 ± 0.3	–
?	7310	23.6 ± 0.3	-85.5 ± 0.9	68.8 ± 0.7
[SII]6716	7420	1.78 ± 0.05	-6.41 ± 0.16	–
[SII]6731	7437	1.56 ± 0.05	-5.61 ± 0.16	–
		SRGA J001059.5+424341		
[OII]3726	4274	1.9 ± 0.2	-9.3 ± 1.1	–
Hγ	4976	0.65 ± 0.11	-3.8 ± 0.6	–
[OIII]4363	5001	0.80 ± 0.11	-4.7 ± 0.6	–
Hβ, широкая	5572	10.7 ± 0.5	-58 ± 3	68 ± 3
Hβ	5572	0.94 ± 0.16	-5.1 ± 1.0	–
[OIII]4959	5685	2.92 ± 0.11	-16.0 ± 0.6	–
[OIII]5007	5740	9.44 ± 0.15	-53.0 ± 0.8	–
[OI]6300	7226	0.36 ± 0.07	-2.7 ± 0.5	–
[NII]6548	7509	0.11 ± 0.03	-0.8 ± 0.2	–
Hα, широкая	7523	49.0 ± 0.6	-369 ± 4	61.7 ± 0.9
Hα	7523	2.66 ± 0.15	-20.0 ± 1.1	–
[NII]6583	7544	0.34 ± 0.03	-2.5 ± 0.7	–
[SII]6716	7700	0.47 ± 0.07	-3.6 ± 0.5	–
[SII]6731	7716	0.55 ± 0.11	-4.2 ± 0.8	–

Таблица 7 (продолжение)

Линия	Длина волны	Поток, 10^{-15}эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$	EW, Å	$FWHM$, 10^2 км/с
		SRGA J023800.1+193818		
Hβ, широкая	5029	6.2 ± 0.8	-17 ± 2	44 ± 5
Hβ	5029	< 0.3	> -0.7	–
[OIII]4959	5125	0.90 ± 0.14	-2.4 ± 0.4	–
[OIII]5007	5175	2.56 ± 0.17	-6.8 ± 0.5	–
[NII]6548	6768	0.29 ± 0.06	-0.64 ± 0.10	–
Hα, широкая	6783	21.2 ± 0.6	-48.8 ± 1.4	32.8 ± 1.0
Hα	6783	0.84 ± 0.19	-1.9 ± 0.4	–
[NII]6583	6803	0.86 ± 0.06	-1.9 ± 0.3	–
[SII]6716	6942	< 0.2	> -1.2	–
[SII]6731	6956	0.38 ± 0.11	-0.9 ± 0.2	–
		SRGA J025900.3+502958		
Hγ, широкая	4753	19 ± 3	-26 ± 3	48 ± 3
Hβ, широкая	5322	35 ± 2	-42 ± 3	43 ± 3
Hβ	5322	< 1.5	> -3	–
[OIII]4959	5429	8.7 ± 0.6	-10.5 ± 0.7	–
[OIII]5007	5481	23.8 ± 0.7	-28.8 ± 0.8	–
[NII]6548	7165	2.1 ± 0.2	-2.7 ± 0.3	–
Hα, широкая	7180	153 ± 2	-197 ± 3	40.9 ± 0.6
Hα	7180	2.4 ± 0.7	-3.1 ± 1.1	–
[NII]6583	7210	6.2 ± 0.2	-8.1 ± 0.8	–
[SII]6716	7352	2.7 ± 0.3	-3.6 ± 0.3	–
[SII]6731	7370	2.7 ± 0.3	-3.6 ± 0.3	–
		SRGA J040335.6+472440		
Hβ, широкая	5340	27 ± 2	-59 ± 5	33 ± 3
Hβ	5340	< 1.9	> -4	–
[OIII]4959	5437	3.9 ± 0.6	-8.7 ± 1.3	–
[OIII]5007	5489	10.4 ± 0.8	-23.3 ± 1.7	–
[NII]6548	7183	2.2 ± 0.4	-6.7 ± 1.4	–
Hα, широкая	7198	60 ± 3	-185 ± 10	32.7 ± 1.4
Hα	7198	9.5 ± 1.5	-30 ± 6	–
[NII]6583	7219	6.6 ± 0.4	-20 ± 4	–
		SRGA J165143.2+532539		
Hβ	5001	29.8 ± 1.6	-6.6 ± 0.3	–
[OIII]4959	5100	34.2 ± 1.5	-7.7 ± 0.3	–
[OIII]5007	5149	96.7 ± 1.9	-21.8 ± 0.4	–
[OI]6300	6482	8.0 ± 1.0	-1.9 ± 0.2	–
[NII]6548	6736	23.4 ± 0.7	-5.82 ± 0.19	–

Таблица 7 (продолжение)

Линия	Длина волны	Поток, 10^{-15}эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$	EW, Å	$FWHM$, 10^2 км/с
Hα, широкая	6751	97 ± 5	-24.6 ± 1.3	30.6 ± 1.7
Hα	6751	141 ± 3	-35.4 ± 1.0	–
[NII]6583	6772	70.1 ± 0.7	-17.6 ± 0.6	–
[SII]6716	6909	21.0 ± 1.0	-5.5 ± 0.2	–
[SII]6731	6924	20.5 ± 1.1	-5.4 ± 0.3	–
SRGA J181749.5+234311				
Hβ	5257	< 2	> -4	–
[OIII]4959	5358	3.7 ± 1.1	-4.9 ± 1.3	–
[OIII]5007	5414	11.2 ± 1.3	-13.8 ± 1.5	–
[OI]6300	6813	7.2 ± 0.9	-8.1 ± 1.0	–
[NII]6548	7082	4.0 ± 0.4	-4.4 ± 0.5	–
Hα, широкая	7097	43 ± 5	-47 ± 5	54 ± 7
Hα	7097	13.6 ± 1.4	-14.8 ± 1.5	–
[NII]6583	7118	11.9 ± 0.4	-13.0 ± 1.5	–
SRGA J191628.1+711619				
[OII]3726	4096	24 ± 4	-10.8 ± 1.8	–
Hγ, широкая	4778	30 ± 4	-18.1 ± 1.8	47 ± 3
Hβ, широкая	5339	58 ± 4	-31.0 ± 1.9	42 ± 2
Hβ	5339	5.1 ± 1.1	-2.8 ± 0.5	–
[OIII]4959	5447	28.7 ± 0.9	-16.0 ± 0.5	–
[OIII]5007	5500	90.1 ± 1.3	-52.0 ± 0.7	–
[OI]6300	6923	2.7 ± 0.6	-1.9 ± 0.4	–
[NII]6548	7193	2.9 ± 0.4	-2.1 ± 0.2	–
Hα, широкая	7208	230 ± 4	-170 ± 3	42.5 ± 0.8
Hα	7208	11.8 ± 1.4	-8.6 ± 0.8	–
[NII]6583	7228	8.7 ± 0.4	-6.4 ± 0.7	–
SRGA J194412.5-243619				
[OII]3726	4251	–	-24.9 ± 0.7	–
Hγ	4950	–	-5.1 ± 0.5	–
[OIII]4363	4974	–	-5.1 ± 0.4	–
Hβ	5544	–	-9.9 ± 0.5	–
[OIII]4959	5654	–	-29.9 ± 0.7	–
[OIII]5007	5709	–	-85.7 ± 0.9	–
[OI]6300	7184	–	-5.3 ± 0.7	–
[NII]6548	7468	–	-5.05 ± 0.16	–
Hα	7483	–	-30.7 ± 0.7	–
[NII]6583	7503	–	-15.1 ± 0.5	–
SRGA J195226.6+380011				
Hγ, широкая	4683	6.2 ± 0.6	-23 ± 2	34 ± 2

Таблица 7 (окончание)

Линия	Длина волны	Поток, 10^{-15}эрг с$^{-1}$ см$^{-2}$	EW, Å	$FWHM$, 10^2 км/с
Hβ, широкая	5234	8.6 ± 0.6	-22.2 ± 1.5	31 ± 2
Hβ	5234	1.3 ± 0.3	-3.4 ± 0.7	–
[OIII]4959	5339	4.0 ± 0.2	-10.0 ± 0.5	–
[OIII]5007	5390	11.5 ± 0.3	-28.4 ± 0.6	–
[NII]6548	7052	0.81 ± 0.15	-1.8 ± 0.4	–
Hα, широкая	7066	59.1 ± 1.3	-134 ± 4	28.2 ± 0.5
Hα	7066	7.8 ± 0.8	-18 ± 3	–
[NII]6583	7087	2.43 ± 0.15	-5.5 ± 1.2	–
SRGA J201633.2+705525				
[OII]3726	4688	1.5 ± 0.4	-4.3 ± 1.0	–
Hγ, широкая	5479	7.0 ± 0.7	-28 ± 3	55 ± 4
Hβ, широкая	6115	10.9 ± 0.7	-48 ± 4	49 ± 3
Hβ	6115	1.36 ± 0.18	-6.1 ± 0.9	–
[OIII]4959	6238	1.92 ± 0.18	-8.4 ± 0.8	–
[OIII]5007	6298	6.8 ± 0.3	-29.1 ± 1.1	–

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 50, № 5, с. 361–371

ГИБРИДНАЯ НОВАЯ V1405 CAS С КИСЛОРОДНО-НЕОНОВЫМ ИЛИ УГЛЕРОДНО-КИСЛОРОДНЫМ БЕЛЫМ КАРЛИКОМ?

© 2024 г. Т. Н. Тарасова[1]

[1] *НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Россия*

Поступила в редакцию: 21.02.2023 г.
После доработки 15.04.2024 г.; принята к публикации 06.05.2024 г.

На основе спектрофотометрических наблюдений исследована оболочка новой V1405 Cas. Спектрофотометрическая эволюция показала, что она принадлежит по своим спектральным характеристикам к редкому типу гибридных новых. В период оптически толстой фазы в Бальмеровских линиях профили имели форму PCyg, лучевые скорости абсорбционных компонент профилей указывали на выбросы вещества со скоростями, достигающими $RV = -1800$ км/с. Была определена максимальная скорость расширения оболочки по полуширине профилей линий на уровне континуума, доходившая до 3300 км/с по линии Hα. Получены приближенные оценки электронной концентрации $N_e = 10^7$ см$^{-3}$, температуры $T_e = 2 \times 10^4$ K и содержания некоторых элементов. Показано, что содержание неона и железа для таких значений электронной плотности и температуры может отличаться от солнечного незначительно. Низкое содержание неона не позволяет уверенно утверждать, что белый карлик у этой новой кислородно-неоновый. Оценена масса оболочки, которая составила около $6 \times 10^{-5}\ M_\odot$.

Ключевые слова: новые звезды, спектральные наблюдения, оболочки новых.

DOI: 10.31857/S0320010824050047, **EDN:** MYBUAS

1. ВВЕДЕНИЕ

Новая V1405 Cas была зарегистрирована 18.20-03-2021 Накамура (2021) в момент, когда она еще не достигла максимального значения блеска (около 5 зв. величин). Объект в течение нескольких часов после открытия был классифицирован Маехара и др. (2021) как классическая новая. Короткий и др. (Тагучи и др., 2021а) отождествили ее с известной затменной переменной звездой типа U UMa CzeV3217 = Gaia EDR3 2015451512907540480, расстояние до которой было определено как 1.69 ± 0.07 пк . Иконникова и Соколовский (Тагучи и др., 2021а) подтвердили, что положение новой совпадает с этим объектом.

Фотометричесие и спектроскопические наблюдения V1405 Cas в оптическом и ИК-диапазонах были проведены в течение последующих 7 мес Тагучи и др. (2021а,б), Мунари и др. (2021а,б), Герц и др. (2021), Руди и др. (2021), Шоре и др. (2021а,б), Вудворд и др. (2023), Соколовский и др. (2021), Мунари и др. (2021в) зарегистрировали начало плавного падения блеска почти через 9 мес после обнаружения новой (14 декабря 2021 г.) и одновременно с падением блеска указали на появление в спектре линий с высоким потенциалом ионизации. После этого были проведены наблюдения в рентгеновском диапазоне (Пейдж и др., 2021), которые показали наличие сверхмягкого эмиссионного компонента. Раннее со спутников NuSTAR и Swift через 2.5 сут регистрировалось слабое, но более жесткое излучение от этого объекта (Соколовский и др., 2021). Позднее с помощью радионаблюдений на телескопе VLA Соколовский и др. (2022) показали, что вокруг новой сформировалась элипсообразная оболочка.

В спектре, полученном Мунари и Валиса (2022) 27 ноября 2022 г., присутствовали линии неона высокой интенсивности. Авторы указали на то, что новая принадлежит к редкому классу неоновых новых. Это редкий класс новых с массивным белым карликом с массой больше 1 $M_\odot$. Известно около 20 неоновых новых (Такеда и Диаз, 2023). Позднее Валиса и Мунари (2023) представили атлас спектральных наблюдений и фотометрических данных этой новой, где были представлены наблюдения за период от начала вспышки и вплоть до 660 сут. Спектральные наблюдения были представлены в широком диапазоне от оптического до инфракрасного со средним разрешением. Это позволило авторам проследить эволюцию спектра, исследовать профили спектральных линий. Также в этой работе по фотометрическим данным новая была классифицирована как медленная и подтверждена ранее предложенная этими авторами ее спектральная классификация FeII.

В работе Тагучи и др. (2023) спектральный класс новой был определен как HeN. Авторы, опираясь на вычисленное содержание алюминия по эмиссионной линии AlII 6237, превосходящее солнечное в 40 раз, массу белого карлика 1.1 $M_\odot$, оцененную из поведения кривой блеска, и относительно небольшую скорость расширения оболочки, пришли к выводу, что

*Электронный адрес: taya_tarasova@mail.ru

у этой новой маломассивный кислородно-неоновый белый карлик. Эти авторы указали, что это достаточно редко встречающееся явление – маломассивный кислородно-неоновый белый карлик. В то же время этими авторами было отмечено, что повышенное содержание алюминия не обязательно указывает на кислородно-неоновый белый карлик, так же, как нормальное содержание алюминия не исключает наличие кислородно-неонового белого карлика. Тагучи и др. (2023) привели в пример новую V723 Cas и подчеркнули, что необходимы дальнейшие исследования.

В настоящей работе были проведены спектрофотометрические наблюдения в диапазоне от 3400 до 7500 Å. В спектрах присутствовали линии неона и железа высоких потенциалов ионизации. Вычисление потоков в спектральных линиях позволяет напрямую оценить содержание неона с целью получения некоторых сведений об оболочке новой. На основе этих данных были оценены электронная температура и плотность, содержание гелия, неона, аргона и железа, иона кальция, а также, масса оболочки и масса белого карлика. Кроме того, по профилям спектральных линий определена скорость расширения оболочки, сброшенной во время вспышки, ее структура. Журнал спектрофотометрических наблюдений представлен в табл. 1.

Таблица 1. Журнал спектральных наблюдений новой V1405 Cas

Дата	JD (2450000+)	Сутки после максимума	Спектральный диапазон
01.07.2021	9397.475	105	3684–7550 Å
14.07.2021	9410.455	118	3518–7575 Å
28.07.2021	9424.384	132	3374–7575 Å
29.07.2021	9425.371	133	3403–7574 Å
14.08.2021	9441.433	149	3654–7575 Å
15.08.2021	9442.427	150	3698–7575 Å
31.08.2021	9458.369	166	3658–7575 Å
16.09.2021	9474.342	182	3570–7574 Å
27.10.2021	9515.446	223	3748–7575 Å
28.10.2021	9516.421	224	3687–7575 Å
24.11.2021	9543.374	251	3763–7575 Å
25.05.2022	9724.617	432	3300–7575 Å
26.05.2022	9725.615	433	3375–6950 Å
09.06.2022	9740.493	448	3365–7575 Å
20.07.2022	9780.513	488	3400–7575 Å
21.07.2022	9781.510	489	3511–7576 Å
21.07.2022	9782.467	490	3450–7575 Å
23.08.2022	9815.404	523	3350–7575 Å
24.08.2022	9816.434	524	3400–7575 Å
18.10.2022	9871.311	579	3244–7575 Å
19.10.2022	9872.255	580	3350–7575 Å
18.08.2023	10175.350	883	3692–7575 Å

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения были выполнены на 2.6-м телескопе им. Шайна (ЗТШ). Все спектры получены с помощью щелевого спектрографа СПЭМ, установленного в фокусе Нэсмита. Приемником излучения служила ПЗС-камера SPEC-10 1340×100 пиксел. Дисперсия с решеткой 651 шт./мм составляла около 2 pix^{-1} (разрешение около 1000). Первичная обработка спектров, включающая вычитание нуль пункта АЦП (bias), коррекцию неоднородности чувствительности поля матрицы, производилась программой SPERED, созданной С.И. Сергеевым в Крымской астрофизической обсерватории. Калибровка потоков излучения в спектре звезды осуществлялась с использованием абсолютного распределения энергии спектрофотометрического стандарта HR8780, взятого из каталога Бурнашев В. И. (1985). Спектрофотометрический стандарт мы наблюдали непосредственно до экспозиции исследуемой звезды или же сразу после нее и с таким же зенитным расстоянием, поэтому различие в воздушных массах стандарта и новой не учитывалось. Поскольку спектрограф щелевой, мы для контроля сравнивали звездные величины новой в фильтрах B и V со значениями показателя цветов B и V, вычисленными из прокалиброванных спектров, полученных в эти даты. Различие между вычисленными и измеренными звездными величинами составило в среднем около 0.1 зв. величины. На рис. 1 отмечены даты, когда проводились спектральные наблюдения.

3. КРИВАЯ БЛЕСКА

На протяжении фазы оптически толстой оболочки этот объект испытал около десятка хаотичных вспышек, увеличивающих блеск на 2–3 зв. величины. Кривая блеска, полученная по данным AAVSO, представлена на рис. 1. Несмотря на то, что довольно сложно оценить точно скорость падения блеска, очевидно, что эта новая является медленной. Однако в работе Валиса и Мунари (2023), был вычислен параметр $t_3 = 90$ сут как наиболее вероятный, поскольку эта величина хорошо согласуется со значением расстояния до новой, равным 1.69 ± 0.07 пк по данным Gaia.

Подробная фотометрическая эволюция новой V1405 Cas описана в работе Валиса и Мунари (2023). Эти авторы сравнили поведение кривой блеска этой новой с поведением других медленных новых V723 Cas и HR Del, обратив внимание на поразительное сходство кривых. Плавное падение блеска после поярчаний для всех трех новых подчинялось одной и той же зависимости и было пропорционально

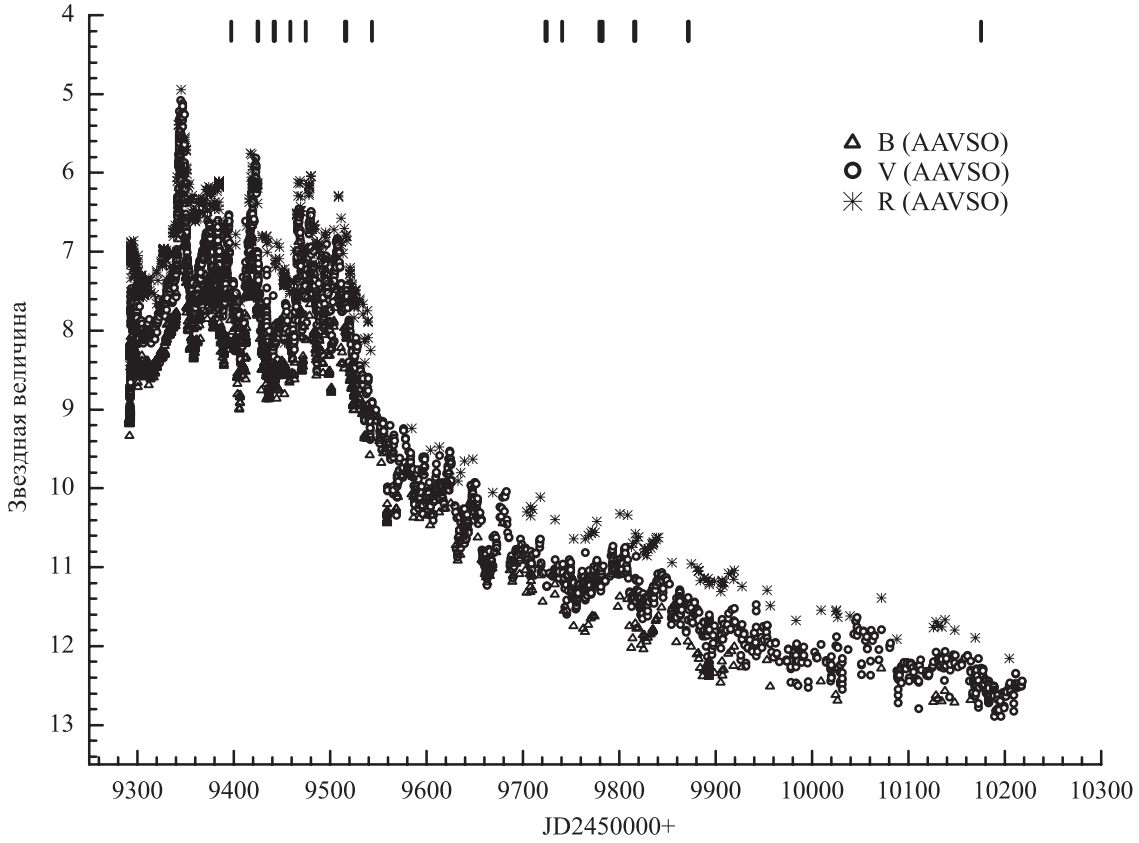

Рис. 1. Кривая блеска новой V1405 Cas, построенная по данным AAVSO. На кривой блеска отмечены моменты, когда были получены спектры.

$(t - t_0)^{\alpha}$, где параметр α также почти совпадал и был равен α = −2.33, 2.34 и 2.29 для новых V1405 Cas, V723 Cas и HR Del соответственно.

4. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ НОВОЙ V1405 CAS

Все спектральные наблюдения, которые были получены нами, представлены на рис. 2. На этом рисунке кроме даты справа приведено количество суток от даты обнаружения новой (18.03.2021). Спектры для наглядности смещены относительно первого на постоянную величину. На рис. 2 видно, что спектр кардинально изменился на 432 сут. Если в предыдущие даты в спектре присутствовали линии низких потенциалов ионизации: HI, HeI, FeII, NII и [OI], то в спектрах, полученных позже, исчезли линии FeII и появились запрещенные линии высоких потенциалов ионизации: [NeV], [NeIV], [FeVI], [FeVII], [CaV], [ArV], а также линии HeII. У этой звезды отсутствовала фаза небулярных и авроральных линий. Эволюция спектра этой новой подобна эволюции другой гибридной новой V458 Vul (Тарасова, 2015).

В спектрах, полученных с 105 по 224 сут, выделяются P Cyg профили линий водорода Бальмеровской серии (рис. 2). Лучевые скорости абсорбционных компонент для линий Hα и Hβ представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что значения скоростей достигали $RV = -1800$ км/с по линиии Hα и $RV = -1600$ км/с по линии Hβ. Одновременно на кривой блеска наблюдались хаотические поярчания.

Таблица 2. Лучевые скорости абсорбционных компонент профилей линий Hα и Hβ в км/с

Дата	JD (2450000+)	Hα	Hβ
01.07.2021	9397.475	−1173	−1179
14.07.2021	9410.457	−1259	−1183
28.07.2021	9424.384	−1141	−1095
29.07.2021	9425.371	−1211	−1235
14.08.2021	9441.433	−997	−1076
15.08.2021	9442.427	−1017	−1013
31.08.2021	9458.369	−1272	−1250
16.09.2021	9474.342	−1340	−1323
27.10.2021	9515.446	−1742	−1615
28.10.2021	9516.421	−1804	−1376
24.11.2021	9543.374	−1503	−1533

Эволюция профилей разрешенных линий, на примере линий Hα и Hβ, представлена на рис. 3a,b, а эволюция линий высоких потенциалов ионизации – на примере запрещенной линии [Fe VII] 6087 и линии HeII представлена на рис. 4a,b. Из рисунков следу-

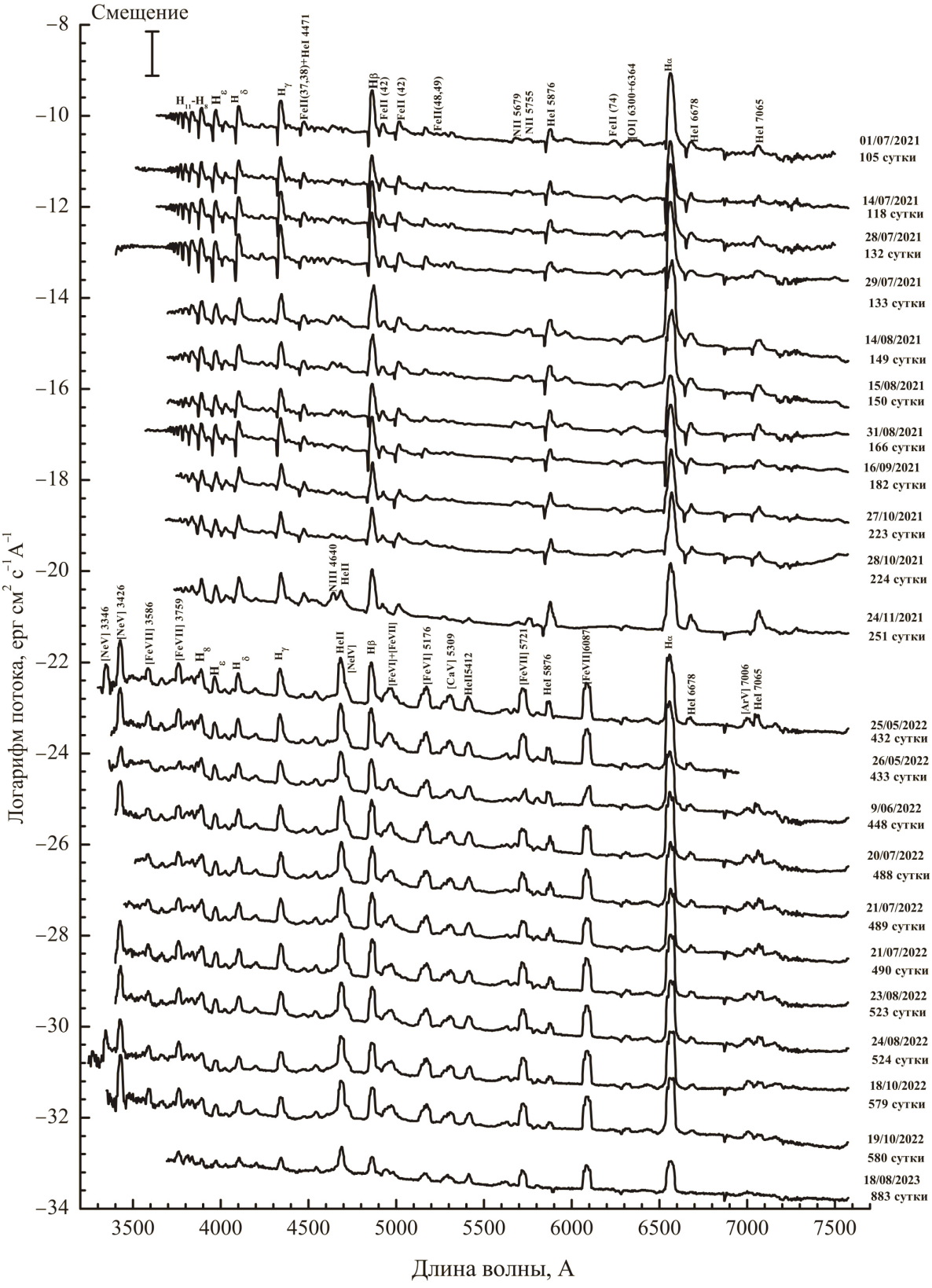

Рис. 2. Спектры низкого разрешения новой V1405 Cas. Спектры смещены относительно друг друга, начиная с первого на постоянную величину. Справа от каждого спектра указаны дата наблюдений и количество суток, прошедших после предполагаемого максимума блеска. Потоки приведены в логарифмическом масштабе.

ет, что профили линий меняли форму на протяжении всего периода наблюдений. Кроме того, профили линий не только меняли форму, но и в одну из дат, 09.06.2022 г., наблюдалось эпизодическое резкое уменьшение интенсивности всех линий (рис. 3a,b и 4a,b). Подобное изменение в интенсивности и форме профилей линий наблюдалось у другой гибридной новой V458 Vul (Тарасова, 2015).

Максимальную скорость расширения оболочки мы оценили, рассчитав полуширину профилей линий на уровне континуума для линии Hα и [Fe VII] 6087. Эти данные представлены в табл. 3.

Таблица 3. Скорость расширения оболочки в км/с

Дата	JD (2450000+)	Hα	[Fe VII] 6087
25.05.2022	9724.6170	3304	1915
26.05.2022	9725.6150	3279	2055
09.06.2022	9740.4930	3252	1591
20.07.2022	9780.5130	3453	1943
21.07.2022	9781.5103	3378	2061
21.07.2022	9782.4670	3230	1901
23.08.2022	9815.4040	3253	1958
24.08.2022	9816.4340	3055	1873
18.10.2022	9871.3110	3186	1548
19.10.2022	9872.2551	3181	1577
18.08.2023	10175.3500	1978	1352

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБОЛОЧКИ НОВОЙ V1405 CAS И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для получения некоторых физических характеристик, мы рассчитали абсолютные потоки в наиболее сильных линиях, взяв величину покраснения $E(B-V)$, равную 0.53, из работы Мунари и Валиса (2022). Потоки в избранных спектральных линиях, вычисленные с учетом покраснения, представлены в табл. 4.

Блеск новой не падал плавно, наблюдались хаотические его изменения, поэтому, чтобы быть окончательно уверенным, что оболочка стала прозрачной для излучения от белого карлика, мы расчитали отношение линий Hα и Hβ. Для оценки электронной плотности и температуры, а также содержания химических элементов мы использовали потоки, полученные на 579 сут, так как Бальмеровский декремент только в эту дату был равным 2.8. Таким образом, только в эту дату можно было считать, что оболочка оптически тонкая в линиях и число ультрафиолетовых квантов в излучении центральной звезды за лаймановским пределом равно числу бальмеровских квантов, испущенных из туманности. На такое состояние оболочки указывают и профили как разрешенных, так и запрещенных линий, форма которых была наиболее похожа. Поэтому мы приводим в работе оценки электронной концентрации и температуры, содержание гелия, железа, неона, аргона и иона кальция CaV 5309 только в эту дату.

Из-за отсутствия необходимых спектральных линий мы определяли электронную температуру и плотность по отношению абсолютных потоков в линиях [Fe VII] 3759 и [Fe VII] 6087, сравнив его с теоретическим, полученным в работе Нуссбаумер и Стори (1982). Однако по отношению потоков в указанных линиях нельзя определить оба параметра одновременно. Диаграмма дает две пары значений электронной концентрации и температуры. Это $N_e = 2 \times 10^6$, $T_e = 2 \times 10^4$ K и $N_e = 3.2 \times 10^7$, $T_e = 1.5 \times 10^4$ K. Для расчетов была взята электронная концентрация $N_e = 10^7$ из следующих соображений. Поскольку в спектре отсутствует линия [OIII] 5007, то электронная концентрация должна быть выше, чем критическая для этой линии (около $N_e = 10^6$). В то же время электронная концентрация должна быть меньше критической для линии [NeV] 3426 (около $N_e = 3 \times 10^7$), поскольку эта линия сильная. Поэтому электронная концентрация находится между этими величинами, а электронная температура в этом случае находится в интервале от 15 000 K до 20 000 K. Для расчетов содержания ионов химических элементов были выбраны электронная температура $T_e = 2 \times 10^4$ K и концентрация $N_e = 10^7$. Использование этих параметров упрощает расчеты, не внося дополнительных погрешностей при расчете содержания ионов железа по линиям [FeIV] 5176 и [FeVII] 6087, связанных с интерполяцией объемных коэффициентов излучения (Нуссбаумер и Стори, 1978, 1982). Следует подчеркнуть, что о разумности выбранных электронной температуры и плотности может свидетельствовать содержания железа, которое мало отличается от солнечного (2.8×10^{-5}).

Для оценки содержания гелия мы воспользовались линиями HeI 5876 и HeII 4686. Соотношение для определения ионного содержания гелия было взято из работы Аллер (1984). Был учтен вклад ударного возбуждения метастабильного уровня $2S^2\ ^3$S HeI (Кллег, 1987), когда вычислялось ионное содержание гелия по линии HeI 5876. Линия HeII 4686 блендирована линией [NeIV] 4721 с красной стороны профиля. Для того чтобы разделить линии в бленде, мы использовали простую процедуру. Линию гелия мы разделили по центру на две половины. Полный поток мы вычислили как удвоенный поток от неблендированной левой половины линии. Поток в линии [NeIV] 4721 мы вычислили как разность потоков между блендой и удвоенным потоком от половины линии гелия.

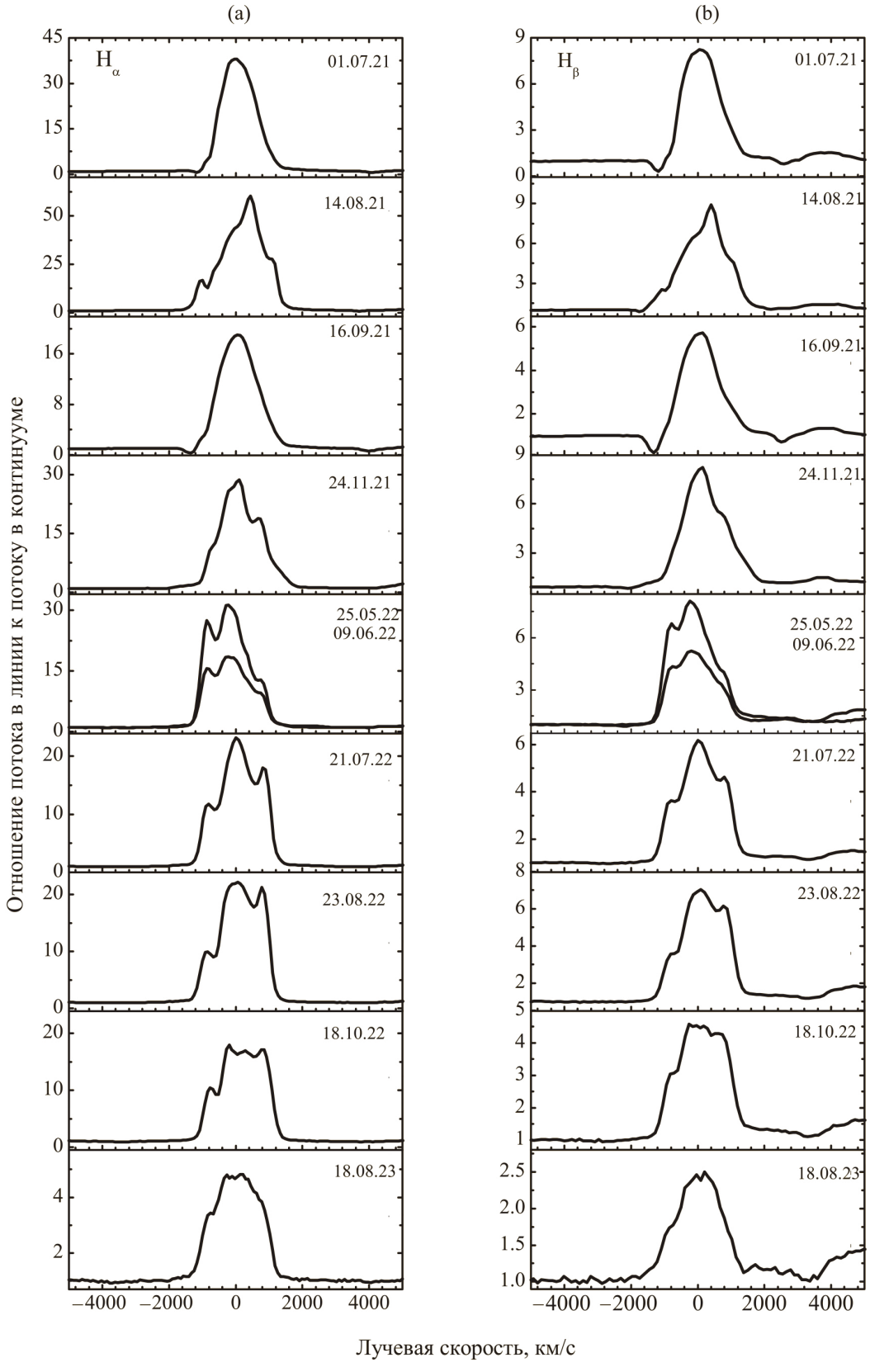

Рис. 3. (a) – Эволюция профилей спектральной линий Hα новой V1405 Cas, потоки в линиях нормированы на поток в континууме; (b) – Эволюция профилей спектральной линий Hβ новой V1405 Cas.

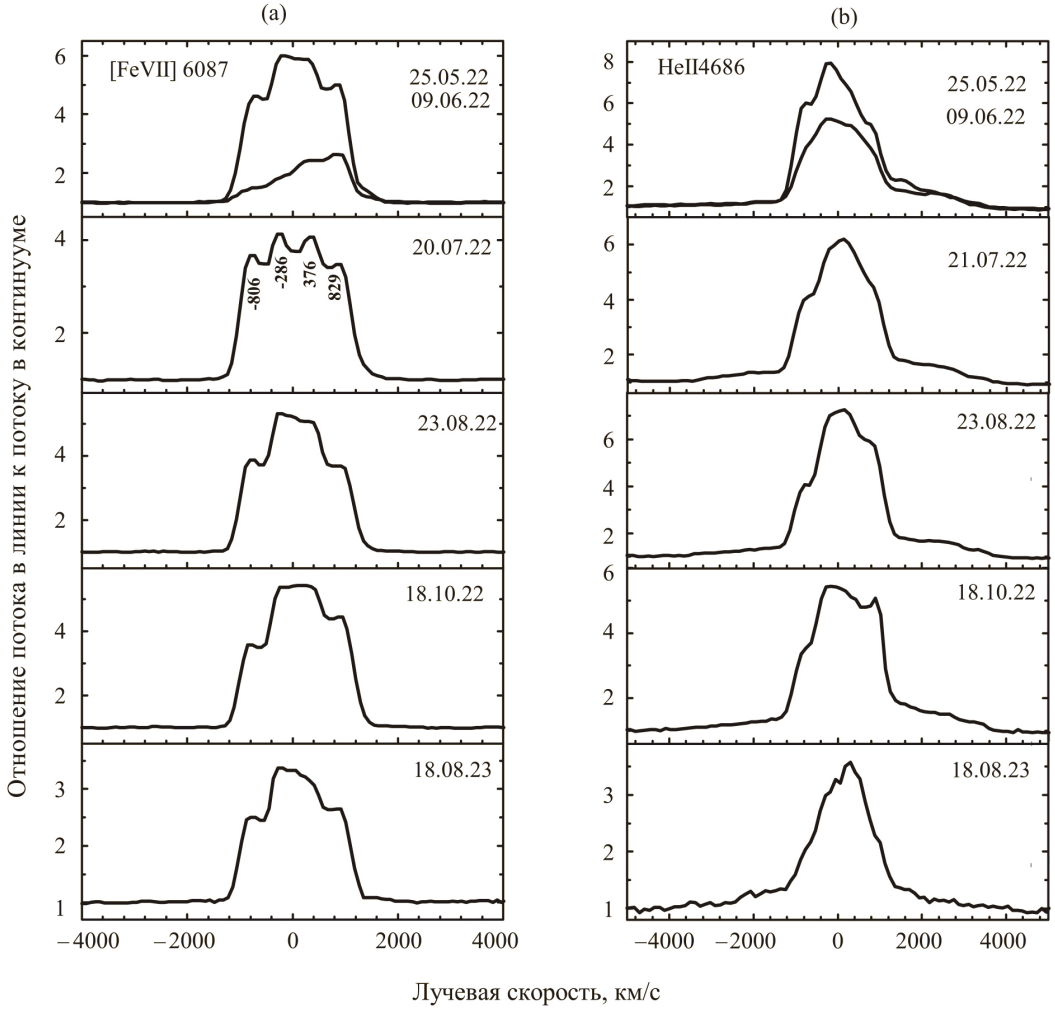

Рис. 4. (a) – Эволюция профилей спектральной линий [FeVII] 6087 новой V1405 Cas, профили представлены так же, как на рис.3. (b) – Эволюция профилей спектральной линий HeII 4686 новой V1405 Cas, профили представлены так же, как на рис. 3.

Таблица 4. Потоки в некоторых эмиссионных спектральных линиях V1405 Cas с учетом покраснения $E(B-V) = 0.53$ (10^{-11} эрг см$^{-2}$ с$^{-1}$)

Линия (Å)	432	433	448	488	489	490	523	524	579	580	883
[NeV] 3425.8	56.1	51.1		46.2			35.724	37.2	27.3	43.6	
[FeVII] 3759.9	13.1	13.8	4.4	8.5	7.6	7.4	9.2	8.2	5.9	5.8	1.5
[NeIII] 3868.5	9.5	9.48	10.3	10.9	9.5	8.7	8.9	8.4	3.8	3.7	0.9
HeII 4685.7	26.3	26.8	26.6	26.5	27.5	27.3	27.3	22.1	16.8	17.7	4.9
[NeIV] 4720	7.6	6.9	5.4	4.6	4.1	4.5	3.8	3.1	1.2	1.6	0.1
Hβ	22.7	21.9	16.0	20.1	19.6	18.9	19.7	17.3	10.5	11.2	2.2
[FeVII] 5158.0+											
[FeVI] 5177.0	8.3	7.8		7.9	5.9	6.4	5.3	6.5	4.0	5.1	0.8
[FeVI] 5279.1	8.0	7.9	6.5	1.0	6.9	0.9	6.4	0.9	5.2	5.0	0.3
[CaV] 5308.9	3.5	3.0	3.0	2.8	2.8	2.3	2.2	2.5	2.5	2.2	0.5
[FeVII] 5720.9	7.3	6.9	2.2	4.5	4.5	3.9	5.6	5.2	4.8	4.9	1.3
HeI 5875.6	1.8	1.6	1.8	1.7	1.7	1.6	1.4	1.5	0.6	0.6	
[FeVII] 6085.5	10.9	10.4	3.7	7.7	7.7	6.7	9.03	8.2	8.7	8.7	2.26
Hα	46.8	44.0	37.2	34.8	36.9	34.8	36.4	35.9	29.6	28.8	3.7
[ArV] 7006.3	0.9		0.8	0.8	0.8	0.6	0.6	0.7	0.8	0.6	

Ниже приведены соотношения Аллер (1984), с помощью которых оценивалось содержание ионов гелия по линиям HeI5876 и HeII 4686:

$$\lg\frac{N(\mathrm{HeI})}{N(\mathrm{HI})} = -0.133 + 0.235\times\lg(t_e) + \lg\frac{I(5876)}{I(\mathrm{H}\beta)}; \quad (1)$$

$$\lg\frac{N(\mathrm{HeII})}{N(\mathrm{HI})} = -1.077 + 0.135\times\lg(t_e) + \frac{0.135}{t_e} + \lg\frac{I(4686)}{I(\mathrm{H}\beta)}, \quad (2)$$

где $t_e = T_e/10^4$ K, $I(5876)$, $I(4686)$ – наблюдаемый поток в линиях HeI 5876 и HeII 4686. Полное содержание гелия было получено суммированием содержания иона HeI и HeII в предположении, что весь гелий в оболочке новой ионизирован.

Содержание ионов химических элементов относительно водорода для запрещенных линий определяется из соотношения

$$\frac{N(XI)}{N(HI)} = \frac{I(\lambda)}{I(\mathrm{H}\beta)}\frac{j(\mathrm{H}\beta)}{j(\lambda)}, \quad (3)$$

где $I(\lambda)$, $I(\mathrm{H}\beta)$ – потоки в спектральных линиях в наблюдаемом спектре, $j(\mathrm{H}\beta)$, $j(\lambda)$ – объемные коэффициенты излучения для линии Hβ и запрещенной линии с длиной волны λ. Программа NEBULAR.IONIC (Шо и Дюфор, 1995) рассчитывает объемный коэффициент излучения для запрещенной линий и линии Hβ для заданной температуры и плотности, а затем вычисляет содержание ионов химических элементов относительно водорода, используя наблюдаемый поток в запрещенной линии, нормированный на поток в линии Hβ. Используя эту программу, мы определили содержание неона, аргона. Содержание неона определялось по линиям [NeIV] 4721 и [NeV] 3426. Отсутствие в спектре линии кислорода [OIII] указывает на то, что и линии неона [NeIII] либо очень слабы, либо этот ион полностью отсутствует в спектре, так как потенциалы ионизации соответствующих ионов близки. Поэтому оценку содержания неона мы получили как сумму содержания ионов NeIV и NeV. Содержания ионов неона, а также их сумма, равная 1.44×10^{-4}, приведены в табл. 5.

Содержание иона ArV было вычислено по линии [ArV] 7006.

Для оценки содержания ионов железа мы использовали линии [FeIV] 5176 и [FeVII] 6087. Для этих линий соотношения для объемных коэффициентов излучения были взяты из работ Нуссбаумер и Стори (1978, 1982). Подобно тому, как это было сделано в работах (Андреа и др., 1994; Сайзар и др., 1992), для получения полного содержания железа и аргона использовался ионизационный коорекционный фактор, равный

$$\mathrm{ICF} = \frac{\mathrm{HeI}(5876) + \mathrm{HeII}(4686)}{\mathrm{HeII}(4686)}. \quad (4)$$

Таблица 5. Полное содержание гелия, неона, аргона и железа, а также ионов кальция в оболочке новой V1405 Cas

Элемент	Линия, Å	Содержание относительно водорода (элем./H)
HeI	5876	0.036
HeII	4686	0.17
He/H		0.21
NeIV	4720	0.92×10^{-4}
NeV	3426	0.51×10^{-4}
Ne/H		1.44×10^{-4}
ArV	7006	0.54×10^{-6}
Ar/H		0.66×10^{-6}
CaV	5309	0.42×10^{-6}
FeVI	5176	0.70×10^{-5}
FeVII	6087	1.94×10^{-5}
Fe/H		3.20×10^{-5}

Тогда

$$\frac{\mathrm{Fe}}{\mathrm{H}} = \frac{\mathrm{FeVI}(5176) + \mathrm{FeVII}(6087)}{\mathrm{HI}(\mathrm{H}\beta)}\times\mathrm{ICF}, \quad (5)$$

$$\frac{\mathrm{Ar}}{\mathrm{H}} = \frac{\mathrm{ArV}(7006)}{\mathrm{HI}(\mathrm{H}\beta)}\times\mathrm{ICF}. \quad (6)$$

Кроме того, мы получили содержание иона кальция Ca^{3+} 5309. Для этого мы взяли соотношение из работы (Аллер, 1984):

$$\frac{N(\mathrm{CaV})}{N(\mathrm{HI})} = 2.6\times10^{-6}\,E^0_{4,2}\sqrt{t}\times10^{1.14/t}\frac{I(5309)}{I(\mathrm{H}\beta)}, \quad (7)$$

где

$$E^0_{4,2} = 1.24\times t^{-0.87}. \quad (8)$$

Полученные содержания ионов и полное содержание химических элементов приведены в табл. 5.

Оценка массы оболочки

Массу водородной оболочки мы определили как $M = n_e m_H V$. Объем оболочки мы получили из сопоставления наблюдаемой и теоретической светимости новой: $4\pi D^2 F_{\mathrm{H}\beta} = 4\pi\epsilon_{\mathrm{H}\beta}V$. В результате имеем $M = 7.9F_{\mathrm{H}\beta}D^2t_e^{0.85}n_e^{-1}M_\odot$, где $4\pi\epsilon_{\mathrm{H}\beta} = 1.24\times10^{-25}t_e^{0.85}n_e n_{H+}$ – объемный коэффициент излучения в линии Hβ, $m_H = 1.64\times10^{-24}$ г – масса атома водорода, $F_{\mathrm{H}\beta}$ – поток в линии Hβ, выраженный в единицах 10^{-11} эрг см$^{-2}$с$^{-1}$, D – расстояние до новой, t_e – температура оболочки, нормированная на величину 10^4, n_e – электронная концентрация, $M_\odot$ – масса Солнца. Значение расстояния $D = 1.69$ кпк мы взяли из работы Тагучи и др. (2021a). Масса водородной оболочки была рассчитана для данных, полученных на

579 сут. Она равна $\approx 4.3 \times 10^{-5}\ M_{\odot}$. Можно оценить полную массу оболочки, если принять, что только гелий вносит заметный вклад в содержание химических элементов в оболочке. В этом случае полная масса оболочки может быть вычислена как $M_{\rm tot} = n_e m_H V(1 + 4 \times N({\rm He})/N({\rm H}))$, где $N({\rm He})/N({\rm H}) = 0.21$ — содержание гелия относительно водорода. Таким образом, $M_{\rm tot} = 1.3 n_e m_H = 5.6 \times 10^{-5} M_{\odot}$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Спектрофотометрическая эволюция новой, исследованная в настоящей работе, показала, что она принадлежит по своим спектральным характеристикам к редкому типу гибридных новых. Это подтверждает вывод, сделанный о типе новой в работе Тагучи и др. (2023). Согласно классификации, предложенной Уильямс (2016), существуют три типа новых: Fe, HeN и гибридные. Для первого типа характерно наличие на фазе оптически толстой оболочки в спектре многочисленных эмиссионных линий FeII с PCyg профилями. Для HeN наличие эмиссионных линий HeI, HeII и бленды NIII 4640. У гибридных новых спектр перед появлением запрещенных линий превращается из FeII в HeN или наоборот. Тагучи и др. (2023) показали, что в первые 10 часов после обнаружения в спектре присутствовали линии HeI, HeII, бленда NIII 4640, позднее исчезли линии HeII и бленда NIII 4640, но остались линии HeI. Затем в спектре появились многочисленные лини ионизованного железа FeII, а перед фазой запрещенных линий в спектре вновь появились линии HeI, HeII и бленда NIII 4640. Поэтому эта новая классифицирована в этой работе как гибридная.

У этой новой, по нашим данным, отсутствовала фаза небулярных линий. На 432 сут в спектре появились запрещенные линии высоких потенциалов ионизации, а именно, [NeIV], [NeV], [FeIV], [FeVII], [CaV], [ArV]. Кроме того, наблюдались достаточно большие скорости расширения оболочки около 3300 км/с по линии Hα. На кривой блеска наблюдались хаотические колебания, а профили бальмеровских линий в это время приобретали форму PCyg. Все это указывало на истечение вещества со скоростями, достигающими $RV = -1800$ км/с. Поэтому, повидимому, сброшенная оболочка новой стала полностью прозрачной для излучения от белого карлика только на 579 сут после вспышки.

В настоящей работе на основе спектрофотометрических наблюдений были оценены некоторые физические характеристики оболочки новой: электронная температура и концентрация, а также содержание гелия, неона, аргона, железа и иона кальция. Оценка электронной концентрации и температуры была получена по диаграмме, взятой из работы Нуссбаумер и Стори (1982). Величина отношения потоков, по линиям железа не дает точной оценки. Было показано, что при электронной температуре 2×10^4 K и плотности 10^7 см$^{-3}$ содержание гелия превосходит солнечное в два раза, содержание аргона ниже солнечного, а содержание неона и железа близко к солнечному.

Полученные в нашей работе некоторые физические характеристики приведены без погрешностей. Поэтому важно обсудить, насколько значимым является это превышение. Очевидно, что используя только один спектр, мы можем оценить только верхний предел погрешностей. Погрешности в определении содержания химических элементов связаны как с погрешностями, получаемыми при работе с наблюдательным материалом, так и с некоторыми допущениями при расчете содержания. Например, для линий, которые имеют более низкие потенциалы ионизации (HeI, [FeVI], [NeIV]), чем линии [FeVII], температура и плотность газовой оболочки могут быть отличными от той, по которой мы их определяли. В частности, в содержание неона основной вклад при нашей температуре и плотности вносит линия [NeIV] 4721. Действительно, если предположить, что температура в оболочке составляет, как принято считать 11 000 градусов, то содержание будет значительно больше, увеличится более чем на порядок величины и по нашим данным составит 41.4×10^{-4}, т.е. в десятки раз будет превосходить солнечное. Однако отсутствие небулярных и ароральных линий указывает на то, что температура значительно выше. Поэтому более вероятным нам представляется содержание, которое вычислено для температуры 20 000 K.

Погрешности, связанные с наблюдениями, преимущественно определяются тем, насколько точно откалиброваны потоки. Погрешности, связанные с потерей потока, как правило, не превышают 10–20%. Эти погрешности мы сводим до минимума, наблюдая почти одновременно со звездой спектрофотометрический стандарт. Далее мы сравниваем зв. величины, вычисленные из спектрофотометрических данных с фотометрическими наблюдениями, доступными в литературе. Кроме того, погрешности при вычислении потоков в спектральных линиях зависят от того, насколько однозначно определяется уровень континуума не всегда он очевиден. Обычно такие погрешности для достаточно сильных линий, которые участвуют в определении содержания химических элементов, составляют до 20%. Кроме того, точность определения уровня континуума зависит от шумов, которые в нашем случае зависят от спектральной области. ПЗС-матрица наиболее чувствительна в красной области и теряет чувствительность до 50% в синей области. Таким образом, максимальные погрешности наблюдений могут достигать 50%. Точность определения потока в линии зависит от того блендирована ли-

ния или нет. Как правило, из-за больших скоростей расширения оболочки, значительная часть линий — это бленды. Но мы стараемся, по-возможности, использовать наиболее сильные линии, со слабыми сателлитами в бленде. Поэтому верхний предел погрешности в наших расчетах определяем как 50%. Таким образом, полученная оценка содержания неона представляется нам незначительно отличающейся от солнечной.

Сильные линии неона указывали на то, что эта новая является неоновой новой (Мунари и Валиса, 2022). Однако содержание в оболочке неона превышает солнечное (1×10^{-4}) менее, чем в полтора раза. Для новых с кислородно-неоновым белым карликом — это незначительное превышение, так как обычно содержание неона у таких звезд превышает солнечное, по крайней мере, в разы. Кроме того, мы взяли потоки в линиях [NeIV] 4721 и [NeV] 3426, полученные Мунари и Валиса (2022) на 618 сут после вспышки, и рассчитали по ним содержание неона. Оно было равно 1.77×10^{-4}, т.е. в пределах указанного верхнего предела наших погрешностей не отличается от наших оценок. К сожалению, авторы не приводят никаких значений погрешностей в определении потоков. Поэтому, опираясь только на наши оценки, мы не можем уверенно утверждать, что новая содержит кислородно-неоновый белый карлик.

К тому же оценки массы белого карлика, как показано ниже, указывают на то, что она несколько меньше, чем должна быть у кислородно-неонового белого карлика. По нашим оценкам, она равна приблизительно 0.9 $M_\odot$, т.е. меньше предельной массы ONe белого карлика, равной 1.0–1.1 $M_\odot$. Масса белого карлика была получена из соотношения, предложенного Ливио (1992):

$$M_B^{\max} \sim M_V^{\max} = -8.3 - 10 \lg \frac{M_{wd}}{M_\odot}, \qquad (9)$$

где

$$M_V^{\max} = m_V^{\max} - 5 \lg d + 5 - A_v, \qquad (10)$$

$m_V^{\max} = 5.113$ (JD2459346.401) было взято из данных AAVSO.

Массу белого карлика, полученную из этого соотношения, конечно нельзя считать точной. Но следует отметить, что Тагучи и др. (2023) получили близкую массу белого карлика, равную 1.1 $M_\odot$.

Валиса и Мунари (2023), исходя из того факта, что в спектре присутствуют сильные линии неона, потоки в которых сравнимы с линиями Hα, пришли к выводу, что новая содержит кислородно-неоновый белый карлик. Более аргументированное утверждение было сделано Тагучи и др. (2023). Эти авторы также указали на то, что новая содержит маломассивный кислородно-неоновый белый карлик. Вывод о химическом составе белого карлика был сделан по содержанию алюминия. Авторы, используя эмиссионную линиию AlII 6237, получили содержание алюминия, которое в 40 раз превосходило солнечное. Но в то же время Тагучи и др. (2023) отметили, что масса белого карлика, равная 1.1 $M_\odot$, полученная ими из изучения поведения кривой блеска и относительно небольшой скорости расширения оболочки, мала для новых такого типа. Эти авторы также отметили, что повышенное содержание алюминия не дает возможности однозначно утверждать, что белый карлик — кислородно-неоновый, и необходимы дальнейшие исследования.

Содержание неона, вычисленное по данным, представленным в настоящей работе, не слишком отличается от солнечного и указывает на то, что белый карлик у этой новой может и не быть кислородно-неоновым. Поддерживает это предположение масса белого карлика, которая, по-видимому, не превышает предельную для такого типа карлика (1–1.1 $M_\odot$).

Следует отметить, что в работе не учтен вклад других ионов, в частности, в инфракрасной области не учитывались линии, принадлежащие NeII. Поэтому для окончательных выводов нужны дальнейшие исследования.

В настоящей работе также получена оценка массы водородной оболочки, равная 4.3×10^{-5} $M_\odot$, и полная масса оболочки, равная 5.6×10^{-5} $M_\odot$. Оценка полной массы оболочки была получена с учетом только содержание гелия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность всем наблюдателям переменных звезд, которые внесли вклад в создание всемирной базы данных AAVSO за использование их наблюдений в нашей работе. Кроме того, выражаю благодарность анонимному рецензенту за важные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллер (L.H. Aller), Physics of Thermal Gaseous Nebulae. (Dodrecht: D. Reidel Publ. Co, 1984).
2. Андреа и др. (J. Andrea, H. Drechsel, and S. Starrfield), Astron. Astrophys. **291**, 869 (1994).
3. Бурнашев (V.I. Burnashev), Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв. **59**, 83 (1995).
4. Валиса и Мунари (P. Valisa and U. Munari), arXiv:2302.04656v1 (2023).
5. Вудворд и др. (C.E. Woodward, R.M. Wagner, I. Ilyin, and S. Starrfield), Astron. Telegram. 16089 (2023).
6. Кллег (R.E.S. Clegg), MNRAS **229**, 31 (1987).
7. Ливио (M. Livio), Astrophys. J. **393**, 516 (1992).
8. Маехара и др. (H. Maehara, K. Taguchi, Y. Tampo, N. Kojiguchi, and K. Isogai), Astron. Telegram. 14471 (2021).
9. Мунари и Валиса (U. Munari and P. Valisa), Astron.. Telegram. 15796 (2022).

10. Мунари и др. (U. Munari, P. Valisa, and S. Dallaporta), Astron.. Telegram. 14476 (2021a).
11. Мунари и др. (U. Munari, P. Valisa, and S. Dallaporta), Astron.. Telegram. 15614 (2021б).
12. Мунари и др. (U. Munari, P. Valisa, S. Dallaporta, and A. Maitan), Astron. Telegram. 15093 (2021в).
13. Накамура (Y. Nakamura), CBET 4945 (2021).
14. Нуссбаумер и Стори (H. Nussbaumer and P. Storey), Astron. Astrophys. **70**, 37 (1978).
15. Нуссбаумер и Стори (H. Nussbaumer and P. Storey), Astron. Astrophys. **113**, 21 (1982).
16. Пейдж и др. (K.L. Page, S. Starrfield, U. Munari, C.E. Woodward, and R.M. Wagner), Astron. Telegram. 15111 (2021).
17. Руди и др. (R. Rudy, J. Subasavage, A. Bayless, and R. Russell), Astron. Telegram. 14482 (2021).
18. Сайзар и др. (P. Saizar, S. Starrfield, G.J. Ferland, R.M. Wagner, J.W. Truran, S.J. Kenyon, W.M. Sparks, R.E. Williams, and L.L. Stryker), Astrophys. J. **398**, 651 (1992).
19. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, E. Aydi, L. Chomiuk, A. Kawash, J. Strader, K. Mukai, K.-L. Li, A.-N. Babul, J.L. Sokoloski, J. Linford, N. Ikonnikova, K.E. Atapin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, N.A. Maslennikova, K.A. Postnov, S.A. Potanin, B.S. Safonov, N.I. Shatsky, A.M. Tatarnikov, K.L. Page, and O.V. Maryeva), Astron. Telegram. 14530 (2021).
20. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, E. Aydi, L. Chomiuk, A. Kawash, J. Strader, A.-N. Babul, J. Sokoloski, J. Linford, K. Mukai, and K.-L. Li), Astron. Telegram. 15540 (2022).
21. Тагучи и др. (K. Taguchi, H. Maehara, K. Isogai, N. Kojiguchi, T. Kato, and D. Nogami), Astron. Telegram. 14472 (2021a).
22. Тагучи и др. (K. Taguchi, K. Isogai, M. Shibata, Y. Tampo, N. Kojiguchi, and H. Maehara), Astron. Telegram. 14478 (2021б).
23. Тагучи и др. (K. Taguchi, K. Maeda, H. Maehara, A. Tajitsu, M. Yamanaka, A. Arai, K. Isogai, M. Shibata, Y. Tampo, N. Kojiguchi, D. Nogami, and T. Kato), Astrophys. J. **958**, 156 (2023).
24. Такеда и Диаз (L. Takeda and M. Diaz), PASP **131**, 054205 (2019).
25. Тарасова Т.Н. (T.N. Tarasova), Астрон. журн. **92**, 800 (2015).
26. Тарасова Т.Н., Скопал А. (T.N. Tarasova and A. Skopal), Письма в Астрон. журн. **42**, 13 (2016).
27. Уильямс (R.E. Williams), Astrophys. J. **104**, 725 (1992).
28. Шо и Дюфор (R.A. Shaw and R.J. Dufour), PASP **107**, 896 (1995).
29. Шоре и др. (S.N. Shore, C. Buil, P. Dubovsky, P. Berardi, M. Bajer, C. Boussin, J. Guarro, F. Teyssier, E. Bertrand, J.M. Viannet, D. Boyd, F. Boubault, H. Allen, M. Le Lain, P. Le Du, P. Cazzato, J. Coffin, K. Shank, E. Bryssinck, O. Garde, K. Gurney, and R. Leadbeater), Astron. Telegram. 14577 (2021a).
30. Шоре и др. (S.N. Shore, F. Teyssier, O. Garde, S. Charbonnel, M. Bajer, C. Boussin, and H. Allen), Astron. Telegram. 14622 (2021б).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2024, том 50, № 5, с. 372–371

СООТНОШЕНИЕ ПЛОЩАДЕЙ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА И ЕГО ТЕНИ: ДВЕ ПОПУЛЯЦИИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

© 2024 г. Ю. А. Наговицын[1,2]*

[1] *Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию: 14.04.2024 г.
После доработки 04.05.2024 г.; принята к публикации 06.05.2024 г.

Рассмотрены группы солнечных пятен гринвичского типа 0 – одиночные пятна. Показано, что, кроме ранее отмеченных свойств групп пятен, разделяющихся на две популяции: крупных долгоживущих LLG и мелких короткоживущих SSG, такие группы – одиночные пятна – различаются характером связи общей площади пятна S с площадью тени U. Отношение S/U для всей популяции LLG этого класса может считаться постоянным и составляет $Q_{\rm LLG} = 5.756 \pm 0.039$. Соотношение S и U для популяции SSG определяется степенным законом $S = (5.569 \pm 0.093)U^{0.8957 \pm 0.0040}$. Различие у популяций структурных свойств пятен вместе с другими, найденными ранее различиями их физических свойств, не противоречит гипотезе о формировании магнитного потока двух разных популяций пятен в разных зонах: глубинном тахоклине и приповерхностном лептоклине.

Ключевые слова: солнечная активность, солнечные пятна.

DOI: 10.31857/S0320010824050051, **EDN:** MYBQVV

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные пятна изучаются с помощью телескопа более 400 лет. До этого имеются упоминания об их наблюдении невооруженным глазом: в Китае (еще до начала новой эры), Японии, Греции, Персии, Англии, России. Но именно с изобретением и применением телескопа появилась возможность изучать их строение.

Солнечное пятно занимает от одной до нескольких сотен и тысяч миллионных долей площади видимой полусферы (мдп) и имеет выраженную темную тень, а также несколько менее темную полутень, окаймляющую ее. Полную площадь пятна будем обозначать S, площадь тени U. Измерениям параметра структуры пятна – отношению величин S/U посвящен целый ряд работ, большая часть из них приведена в табл. 1.

В порядке уточнения заметим, что некоторые из авторов в этой таблице (например, Вальдмайер) измеряли параметр $\sqrt{Q}$ – отношение не площадей S и U, а диаметров (общего и тени). В этом случае мы привели соответствующие значения к системе Q. Ориентируясь на средние значения разных авторов, можно вычислить среднее по всей табл. 1: $\overline{Q} = 5.3 \pm 1.1$.

После работы (Хэйл, 1908а,б) мы знаем, что пятна образуются благодаря концентрации сильного (до нескольких тысяч гаусс) магнитного поля. Тень и полутень отображают поверхностную конфигурацию этого физического параметра. В то же время, мы не знаем точно, как выглядит магнитное поле солнечных пятен под поверхностью Солнца. Существует две точки зрения – “монолитная” и “кластерная”. Первая восходит к (Каулинг, 1955), который предположил, что пятно – это монолитная колонна силовых линий (трубка магнитного потока), которая сопротивляется давлению окружающего газа. Согласно второй, по (Спруит, 1981), усовершенствовавшему предыдущие представления (Паркер, 1979) и (Мейер и др., 1977), сверху вниз трубка потока однородна до определенной глубины, а потом распадается на отдельные мелкие трубки, “привязанные” к основанию зоны конвекции.

Также вызывает вопросы проблема области (областей) генерации магнитного поля в динамо-процессе. Основное число исследователей полагают, что генерация происходит в глубинном слое близ основания конвективной зоны, называемом “тахоклином”. (Бранденбург, 2005) же предположил существование динамо, распределенного по конвективной зоне. Интересен подход к конвективной зоне с магнитным полем и турбулентными потоками плазмы как к нелинейной динамической диссипативной системе, в которой развивается самоорганизация (Абраменко, 2020; Абраменко, Сулейманова, 2024).

В той или иной степени глубинная структура пятна связана с его поверхностной конфигурацией. Мы рассмотрим в настоящей статье особенности соотно-

*Электронный адрес: nag-yury@yandex.ru

Таблица 1. Значения отношения полной площади пятна к площади тени Q по данным разных авторов

Автор	Q	Автор	Q
Николсон (1935)	5.7	Брандт и др. (1991):	
Вальдмайер (1939)	5.5 ± 1.5	– для крупных пятен	4.1
– по Вольферу (1882, 1883)	3.6	– для мелких пятен	5.2
Тандберг-Ханссен (1956)	5.9 ± 1.0	Анталова (1991)	5.7
Йенсен и др. (1955):		Бек и Чапмэн (1993)	≈ 5.0
– вблизи максимума цикла	5.3	Мартинез-Пиллет и др. (1993)	4.9 ± 0.6
– вблизи минимума	6.3	Уотсон и др. (2011)	2.5 – 5
Эдвардс (1957)	6.1 – 6.5	Хатауэй (2013)	3 – 7
Рингнес (1964)	3.5 – 6.2	Джа и др. (2019)	5.5 – 6.6
Гокхэйл и Цван (1972)	5.9 ± 1	Чоудхури и др. (2024):	5.5 – 6.5
Ошерович и Гарсия (1989)	4 ± 1	– для очень больших пятен	
Стейнеггер и др. (1990)	4.6	(> 5000 мдп)	8.3

шения наблюдаемых площадей пятна в целом и его тени (ядра).

2. ДВЕ ПОПУЛЯЦИИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Ранее было показано, что площади групп солнечных пятен образуют би-логнормальное распределение, и мы можем говорить о двух популяциях групп. Первые работы принадлежали группе Г. В. Куклина (Дмитриева и др., 1968; Куклин, 1980). Затем были работы (Наговицын и др., 2012; Наговицын, Певцов, 2016, 2021). Кроме того, было показано, что популяции разделяются по времени жизни (Наговицын, Певцов, 2016), по величине магнитного поля (Наговицын, Певцов, 2016; Наговицын и др., 2017), по вращению и меридиональным движениям (Наговицын Ю.А., Певцов А.А., Осипова А.А., 2018; Наговицын и др., 2023), по изменениям так называемого тилт-угла с широтой (Наговицын и др., 2021a). Было высказано предположение (Наговицын, Певцов, 2016), что популяции групп пятен различаются местоположением области их генерации: крупные долгоживущие, названные LLG, образуются в тахоклине, а мелкие короткоживущие SSG – в близповерхностной зоне, также обладающей значительным радиальным градиентом скорости вращения и иногда называемой “лептоклином” (Годьер, Розело, 2001).

Далее мы продолжим поиск различий свойств двух популяций, фокусируясь на структурных различиях пятен.

3. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ ГРУПП ПЯТЕН

Вначале отметим, что две популяции выделяются не только для групп пятен, но и для собственно пятен. Кроме нашей работы (Наговицын и др., 2012), отметим здесь работу (Тлатов, Певцов, 2014). В качестве наблюдательного материала в нашей работе мы взяли данные Гринвичского каталога (Уиллис, 2013) за весь период его существования: 1874–1976 гг. Мы рассмотрели группы, состоящие из одиночных пятен (гринвичский тип 0). Следуя идеологии “образующих” (generative) индексов (Наговицын и др., 2021b), отражающих производительность солнечного динамо, среди этих групп мы отобрали те, которые достигали максимума площади своего развития в пределах видимых долгот $[-70°, +70°]$, и рассмотрели площадь тени U и общую площадь пятна S на момент достижения этого максимума.

Далее, следуя подходу работы (Наговицын, Певцов, 2021), мы произвели рандомизацию точности измерений наблюдаемых площадей (1 мдп). Такая процедура позволяет избежать лакун при статистическом исследовании распределений площадей в логарифмах при малых значениях (разница между log(1) и log(2) – 0.3, между log(2) и log(3) – 0.18 и т.д., что создает трудности при формировании группированных выборок с малым бином).

Как мы уже отмечали, (Наговицын, Певцов, 2016) показали, что время жизни является параметром, разделяющим распределение площадей групп пятен на два отдельные логнормальные распределения, названные SSG и LLG. Это было показано для групп пятен всех гринвичских типов вместе. Покажем, что это заключение выполняется и для интересующего нас гринвичского типа 0, т.е. групп, состоящих из одного пятна. Для этого найдем при логарифмических абсциссах параметры гауссиан

$$f(\log x) = \frac{A_{1,2}}{W_{1,2}\sqrt{\pi/2}} \exp\left[-\frac{2(\log x - X_{1,2})^2}{W_{1,2}^2}\right], \quad (1)$$

где $X_{1,2}$ – положения максимумов, $W_{1,2}$ – удвоенные средние квадратические отклонения, $A_{1,2}$ – суммарные площади. Вначале по всей выборке, для всех

значений площадей (и соответственно времен жизни) проведем методом Левенберга–Марквардта (Левенберг, 1944; Марквардт, 1963) – МЛМ – процедуру расчета логнормальных компонентов (рис. 1a, табл. 2, второй столбец). Затем разделим выборку на две: для пятен с временами жизни $T \leq 5$ дней согласно (Наговицын, Певцов, 2016) – это популяция SSG, и для пятен с $T \geq 6$ дней – это популяция LLG. Для обеих выборок отдельно с помощью МЛМ найдем параметры одиночных гауссиан (см. рис. 1b и табл. 2, столбцы 3 и 4). Сравним оба подхода к выделению популяций групп рассматриваемого типа 0. Последний столбец табл. 2 представляет собой t-статистику сравнения первого столбца со вторым и третьим:

$$t_{\mathrm{OBS}} = \frac{|X - Y|}{\sqrt{SE_X^2 + SE_Y^2}}, \qquad (2)$$

где X и Y – средние сравниваемых величин, а SE_X, SE_Y – стандартные ошибки их средних.

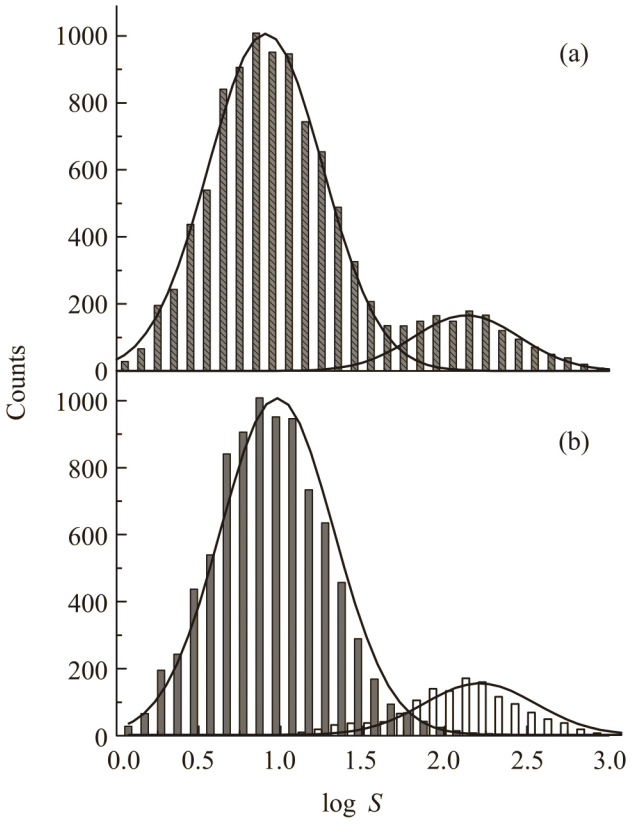

Рис. 1. (a) – Распределение логарифмов площадей (в м.д.п.) групп солнечных пятен гринвичского типа 0 (заштрихованные столбики); фитирующие кривые получены МЛМ в предположении смеси двух гауссиан; (b) – Распределения логарифмов площадей тех же групп пятен отдельно для времен жизни $T \leq 5$ дней (темные столбики) и $T \geq 6$ дней (светлые); фитирующие кривые проведены МЛМ для популяций индивидуально.

Все значения наблюдаемого t_{OBS} для всех параметров меньше 0.5. При уровне значимости $\alpha = 5\%$ и имеющего числа степеней свободы $k = 15$ критическое значение распределения Стьюдента $t_{\mathrm{C}} = 2.1$, следовательно, нет оснований отвергать гипотезу о совпадении двух способов получения распределений площадей SSG и LLG популяций для групп гринвичского типа 0 (одиночных пятен).

Таким образом, мы показали, что критерий разделения групп пятен на популяции для гринвичского типа 0 такой же, как у (Наговицын, Певцов, 2016): у SSG $T \leq 5$ дней и у LLG $T \geq 6$ дней.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОЙ ПЛОЩАДИ ПЯТНА ОТ ПЛОЩАДИ ТЕНИ ДЛЯ ПОПУЛЯЦИЙ

Рассмотрим для SSG и LLG популяций отдельно зависимость

$$\log S = f(\log U), \qquad (3)$$

взяв только пятна с $U \geq 1$ мдп. На рис. 2 представлена полученная картина.

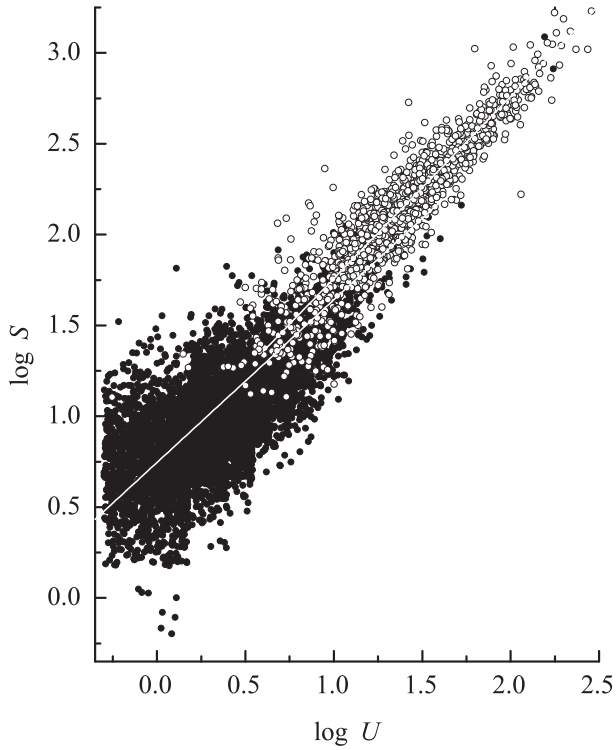

Рис. 2. Зависимость логарифмов полных площадей пятен от логарифмов площади их теней. Темные кружки – популяция SSG, светлые – LLG. Прямые соответствуют формулам (5), (6)

Мы видим, что зависимости логарифмов (3) отдельные для SSG и LLG популяций могут быть представлены линейными соотношениями, а это значит, что зависимости самих величин S от U степенные:

$$S = aU^b, \qquad (4)$$

Таблица 2. Значения параметров формулы (1) для рис. 1

Параметр формулы (1)	Общее распределение	Для $T \leq 5$ дней отдельно	Для $T \geq 6$ дней отдельно	t_{OBS}
X_1	0.9081 ± 0.0055	0.9047 ± 0.0048		0.47
W_1	0.695 ± 0.012	0.6918 ± 0.0096		0.21
A_1	877 ± 13	871 ± 11		0.35
X_2	2.133 ± 0.033		2.140 ± 0.013	0.20
W_2	0.649 ± 0.069		0.681 ± 0.026	0.43
A_2	135 ± 12		131.1 ± 3.4	0.32

причем только для $b = 1$ можно говорить о постоянном коэффициенте $Q = S/U$. С применением МЛМ:

$$a_{SSG} = 5.569 \pm 0.093,\ b_{SSG} = 0.8957 \pm 0.0040,\ R = 0.841, \quad (5)$$

$$a_{LLG} = 5.70 \pm 0.20,\ b_{LLG} = 1.0022 \pm 0.0071,\ R = 0.946 \quad (6)$$

(R — коэффициент корреляции). Статистическое отличие коэффициентов a формулы (4) для популяций не значимо. Для коэффициентов степеней b в то же время получаем по формуле (2) $t_{OBS} = 13$(!), что опровергает статистическую гипотезу о совпадении (5) и (6) по крайней мере с $\alpha < 0.001$.

Для популяции крупных долгоживущих пятен статистически $b = 1$, и параметр Q можно рассчитать по МНК или МЛМ (для линейного случая оценки эквивалентны) из линейной регрессии $S = QU$. Получаем

$$Q_{LLG} = 5.756 \pm 0.039, \quad (7)$$

что находится в согласии с данными табл. 1. В случае популяции мелких пятен соотношение S и U определяется степенным законом (4) с коэффициентами (5).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей статье мы продолжили обоснование положения о том, что солнечные пятна образуют две физически различающиеся популяции с разным происхождением.

Мы показали, что, кроме ранее отмеченных свойств, популяции групп пятен SSG и LLG различаются для гринвичского типа 0 (одиночные пятна) характером связи общей площади пятна S с площадью тени U. Отношение S/U для популяции LLG этого типа может считаться постоянным и составляет $Q_{LLG} = 5.756 \pm 0.039$. Соотношение S и U для популяции SSG определяется степенным законом $S = (5.569 \pm 0.093)U^{0.8957 \pm 0.0040}$ и, следовательно, Q для этой популяции зависит от общей площади пятна. Все это говорит о том, что механизм формирования горизонтального компонента магнитного поля у трубки магнитного потока солнечного пятна для популяций различается (например, из-за локализации популяций в разных подфотосферных областях или из-за того, что продолжительность времени развития трубки потока, соответствующей пятну, различна). Здесь трудно сказать что-либо более определенное, поскольку структуру пятна под фотосферой мы представляем себе не достаточно ясно, хотя имеются работы, ее моделирующие (Косовичев и др., 2000); (Моради и др., 2010; Хотта, Ииджима, 2020; Панжа и др., 2021) и др.). Остается надеяться, что новые ключевые данные гелиосейсмологии и успешное моделирование прояснят вопрос.

В настоящей и предыдущих работах мы указывали на логнормальный характер распределения площадей пятен. Отметим здесь, что логнормальность может быть связана с влиянием конвекции, так что конвективные движения “дробят” магнитный поток (Колмогоров, 1941). Заметим, что на связь логнормального распределения площадей пятен и групп пятен с колмогоровским дроблением обращал внимание еще (Соланки, 2003), хотя и не выделял отдельные популяции. А (Муньос-Харамильо и др., 2015), подтверждая двухкомпонентность распределения площадей групп пятен и их различающееся происхождение, заключали, что хотя популяция крупных групп распределена логнормально, мелкие пятна подчиняются распределению Вейбулла (Вейбул, 1939). Тот факт, что логарифмы площадей пятен популяций представляют собой гауссову смесь, а не единое нормальное распределение, может свидетельствовать о независимости генерации популяций.

Таким образом, различие у популяций структурных свойств пятен вместе с другими, найденными ранее, различиями их физических свойств не противоречит гипотезе о формировании магнитного потока двух разных популяций пятен в разных зонах — грубинном тахоклине и приповерхностном лептоклине, о чем мы упоминали во втором разделе.

Автор выражает благодарность анонимным рецензентам, замечания которых были важны и конструктивны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абраменко (V. Abramenko), Geomagn. Aeron. **60**, 801 (2020).

2. Абраменко, Сулейманова (V. Abramenko and R. Suleymanova), Solar Phys. **299**, 31 (2024).
3. Анталова (A. Antalová), Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia. **42**, 319 (1991).
4. Бек, Чапмэн (J.G. Beck and G.A. Chapman), Solar Phys. **146**, 49 (1993).
5. Бранденбург (A. Brandenburg), Astrophys. J. **625**, 539 (2005).
6. Брандт и др. (P.N. Brandt, W. Schmidt, and M. Steinegger), Solar Phys. **129**, 191 (1991).
7. Вальдмайер (M. Waldmeier), Astron. Mitt. der Eidgenössischen Sternwarte Zürich. **14**, 439 (1939).
8. Вейбул (W. Weibull), A Statistical Theory of the Strength of Materials., Ingeniörsvetenskapsakademiens handlingar (Generalstabens litografiska anstalts förlag, 1939).
9. Годьер, Розело (S. Godier and J.P. Rozelot), Solar Phys. **199**, 217 (2001).
10. Гокхэйл, Цван (M.H. Gokhale and C. Zwaan), Solar Phys. **26**, 52 (1972).
11. Джа и др. (B.K. Jha, S. Mandal, D. Banerjee), Solar Phys. **294**, 72 (2019).
12. Дмитриева и др. (M.G. Dmitrieva, M. Kopecký, and G.V. Kuklin), Structure and Development of Solar Active Regions. **35**, 174 (1968).
13. Йенсен и др. (E. Jensen, J. Nord , and T.S. Ringnes), Astrophys. Norwegica. **5**, 167 (1955).
14. Каулинг (T.G. Cowling), MNRAS. **106**, 218 (1946).
15. Колмогоров (A.H. Колмогоров), Докл. АН СССР. **31**, 2 (1941).
16. Куклин (G.V. Kuklin), Bull. Astron. Inst. Czechoslov. **31**, 224 (1980).
17. Левенберг (K. Levenberg), Quarterly of Appl. Math. **2**, 164 (1944).
18. Марквардт (D. Marquardt), SIAM J. Appl. Math. **11**, 431 (1963).
19. Мартинез-Пиллет и др. (V. Martinez Pillet, F. Moreno-Insertis, and M. Vazquez), Astron. Astrophys. **274**, 521 (1993).
20. Мейер и др. (F. Meyer, H.U. Schmidt, and N.O. Weiss), MNRAS. **179**, 741 (1977).
21. Моради и др. (H. Moradi, C. Baldner, A.C. Birch, et al.), Solar Phys. **267**, 1 (2010).
22. Муньос-Харамильо и др. (A. Muñoz-Jaramillo, R.R. Senkpeil, J.C. Windmueller, et al.), Astrophys. J. **800**, 48 (2015).
23. Наговицын и др. (Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, and W.C. Livingston), Astrophys. J. **758**, L20 (2012).
24. Наговицын Ю.А., Певцов А.А., Осипова А.А. и др. (Y.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, A.A. Osipova, et al.), Astron. Lett. **42**, 703 (2016).
25. Наговицын и др. (Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, and A.A. Osipova), Astron. Nachr. **338**, 26 (2017).
26. Наговицын Ю.А., Певцов А.А., Осипова А.А. (Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, A.A. Osipova), Astron. Lett. **44**, 202 (2018).
27. Наговицын и др. (Y.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, and A.A. Osipova), MNRAS. **501**, 2782–2789 (2021a).
28. Наговицын и др. (Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Osipova, and E.Yu. Nagovitsyna), Solar Physics. **296**, 32 (2021b).
29. Наговицын и др. (Y.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, and A.A. Osipova), Solar Phys. **298**, 108 (2023).
30. Наговицын, Певцов (Y.A. Nagovitsyn and A.A. Pevtsov), Astrophys J. **833**, 94 (2016).
31. Наговицын, Певцов (Y.A. Nagovitsyn and A.A. Pevtsov), Astrophys J. **906**, 27 (2021).
32. Никольсон (S. Nicholson), Publ. Astron. Soc. Pac. **45**, 51 (1933).
33. Ошерович, Гарсия (V.F. Osherovich and H.A. Garcia), Astrophys. J. **336**, 468 (1989).
34. Панжа и др. (M. Panja, R. Cameron, and S.K. Solanki), Astrophys. J. **893**, 113 (2021).
35. Паркер (E.N. Parker), Astrophys. J. **230**, 905 (1979).
36. Рингнес (T.S. Ringnes), Astrophys. Norwegica. **8**, 303 (1964).
37. Соланки (S. Solanki), Astron. Astrophys. Rev. **11**, 153 (2003).
38. Спруит (H.C. Spruit), Physics of Sunspots. (Ed. L.E. Cram, J.H. Thomas, National Solar Obs., Sunspot, NM, 1981), p. 98, 359
39. Стейнеггер и др. (M. Steinegger, J.A. Bonet, and M. Vazguez), Solar Phys. **171**, 303 (1997).
40. Тандберг-Ханссен (E. Tandberg-Hanssen), Astrophys. Norvegica. **5**, 207 (1956).
41. Тлатов, Певцов (A.G. Tlatov and A.A. Pevtsov), Solar Phys. **289**, 1143 (2014).
42. Уиллис (D.M. Willis, H.E. Coffey, R. Henwood, E.H. Erwin, D.V. Hoyt, M.N. Wild, and W.F. Denig), Solar Phys. **288(1)**, 117 (2013).
43. Уотсон (F.T. Watson, L. Fletcher, and S. Marshall), Astron. Astrophys. **533**, A47 (2011).
44. Хатауэй (D.H. Hathaway), Solar Phys. **286**, 347 (2013).
45. Хотта, Ииджима (H. Hotta and H. Iijima), MNRAS. **494**, 2523 (2020).
46. Хэйл (G.E. Hale), Astrophys. J. **28**, 100 (1908).
47. Хэйл (G.E. Hale), Astrophys. J. **28**, 315 (1908).
48. Чоудхури и др. (P. Chowdhury, A. Kilcik, A. Saha, J.P. Rozelot, V. Obridko, and R. Erdelyi), Solar Phys. **299**, 19 (2024).
49. Эдвардс (A.W.F. Edwards), Observatory. **77**, 69 (1957).