

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 47, номер 10, 2021

---

---

Оптическая спектроскопия квазаров, открытых телескопом SRG/eROZITA, на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ <i>А. В. Додин, Н. И. Шатский, А. А. Белинский, К. Е. Атапин, М. А. Бурлак, С. Г. Желтоухов, А. М. Татарников, К. А. Постнов, А. М. Черепащук, М. И. Бельведерский, В. Д. Борисов, Р. А. Буренин, М. Р. Гильфанов, Р. А. Кривonos, П. С. Медведев, А. В. Мещеряков, С. Ю. Сазонов, Р. А. Сюняев, Г. А. Хорунжев</i>	683
Определение металличности зон III применительно к проблеме оценки распространенности первичного $^4\text{He}$ <i>О. А. Куричин, П. А. Кислицын, А. В. Иванчик</i>	697
Магнитные поля нейтронных звезд <i>В. С. Бескин, Д. С. Загоруля, А. Ю. Истомин</i>	709
Наблюдение кандидатов в затменные катаклизмические переменные на телескопе РТТ-150 <i>М. М. Габдеев, И. Ф. Бикмаев, В. В. Шиманский, Р. Я. Жучков, Э. Н. Иртуганов</i>	718
Об одном из возможных механизмов образования спикул в спокойных областях на Солнце <i>О. В. Дунин-Барковская, Б. В. Сомов</i>	728
Орбитальное маневрирование в окрестностях коллинеарных точек либрации с использованием сил светового давления <i>Д. В. Шиманчук, А. С. Шмыров, В. А. Шмыров</i>	733
Памяти Владимира Наумовича Жаркова (04.03.1926–26.02.2021)	743

---

---



## ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КВАЗАРОВ, ОТКРЫТЫХ ТЕЛЕСКОПОМ СРГ/еРОЗИТА, НА 2.5-М ТЕЛЕСКОПЕ КАВКАЗСКОЙ ГОРНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ГАИШ МГУ

© 2021 г. А. В. Додин<sup>1\*</sup>, Н. И. Шатский<sup>1</sup>, А. А. Белинский<sup>1</sup>, К. Е. Атапин<sup>1</sup>,  
М. А. Бурлак<sup>1</sup>, С. Г. Желтоухов<sup>1,2</sup>, А. М. Татарников<sup>1</sup>, К. А. Постнов<sup>1,3</sup>,  
А. М. Черепашук<sup>1</sup>, М. И. Бельведерский<sup>4,5</sup>, В. Д. Борисов<sup>4,6</sup>,  
Р. А. Буренин<sup>4</sup>, М. Р. Гильфанов<sup>4,7</sup>, Р. А. Кривонос<sup>4</sup>, П. С. Медведев<sup>4</sup>,  
А. В. Мещеряков<sup>4,3</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>4</sup>, Р. А. Сюняев<sup>4,7</sup>, Г. А. Хорунжев<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

<sup>3</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>4</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>5</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

<sup>6</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, факультет ВМК, Москва, Россия

<sup>7</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 06.09.2021 г.

После доработки 06.09.2021 г.; принята к публикации 06.09.2021 г.

По наблюдениям с Транзиентным двухлучевым спектрографом (TDS) на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ определены красные смещения для 15 новых квазаров, обнаруженных в рентгеновских лучах телескопом еРОЗИТА космической обсерватории СРГ в ходе трех первых обзоров всего неба. Красные смещения источников лежат в диапазоне 0.5–4.156. По ширине эмиссионной линии C IV 1549 Å и потоку в спектральном континууме на длине волны 1350 Å оценены массы центральных сверхмассивных черных дыр и болометрические светимости для 8 квазаров. Для этих объектов получены также оценки отношения рентгеновской светимости к эддингтоновскому пределу на уровне нескольких процентов. В то же время отношение болометрической светимости к эддингтоновской для них оказалось в довольно узком интервале 30–40%. Большое отношение  $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$  указывает на активный рост массы центральных черных дыр в этих объектах.

DOI: 10.31857/S0320010821100028

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время продолжается успешная работа Российско-германской космической рентгеновской обсерватории Спектр–Рентген–Гамма (СРГ) (Сюняев и др., 2021). Одной из научных задач миссии является построение функции рентгеновской светимости активных ядер галактик (АЯГ) и квазаров, которая может быть использована для изучения эволюции и роста сверхмассивных центральных черных дыр в их ядрах (Хорунжев и др., 2018; Шен и др., 2020). Для этого требуется определение расстояния до источников, которое

может оцениваться по фотометрическому красному смещению и измеряться спектроскопически. Спектроскопические измерения слабых объектов требуют значительного наблюдательного времени и проводятся на телескопах среднего и крупного класса (см., например, результаты наблюдений на телескопах РТТ-150 (Бикмаев и др., 2020), БТА (Хорунжев и др., 2021) и нашу предыдущую статью (Додин и др., 2020) по результатам спектроскопии ряда квазаров, открытых в наблюдениях СРГ на стадии верификации инструментов обсерватории до начала обзора (PV)).

В настоящей работе представлены результаты спектроскопии новых рентгеновских квазаров, открываемых в ходе обзора всего неба телескопом

\*Электронный адрес: dodin\_nv@mail.ru

**Таблица 1.** Журнал наблюдений выборки далеких квазаров рентгеновским телескопом СРГ/еРОЗИТА

Объект SRGE...	pos.err., угл. сек	offset, угл. сек	eRASS1	eRASS2	eRASS3	exp., сек	det.like
J002706.3–071843	30.5	5.2	2019 Dec 13–14	2020 Jun 11–15	2020 Dec 15–16	357	8.2
J002932.8–041453	7.5	3.7	2019 Dec 15–15	2020 Jun 13–13	2020 Dec 17–17	360	131.6
J005854.8–031505	22.7	14.4	2019 Dec 22–23	2020 Jun 22–23	2020 Dec 24–25	399	19.4
J011346.6+023318	12.1	3.4	2019 Dec 29–30	2020 Jun 28–29	2020 Dec 30–30	382	28.6
J013126.8–100933	5.4	1.2	2019 Dec 28–29	2020 Jun 27–28	2020 Dec 29–30	402	751.4
J095014.4+575130	19.7	3.0	2020 Apr 28–29	2020 Oct 30–31	2021 May 01–02	331	8.8
J104730.0+555439	8.0	5.8	2020 May 06–07	2020 Nov 06–07	2021 May 09–10	340	7.2
J170546.7+653111	11.9	6.9	2019 Dec 09–10	2020 Jun 10–15	2020 Dec 15–15	3311	30.1
J172340.5+635937	8.7	2.9	2020 Jan 04–21	2020 Jul 07–27	2021 Jan 03–16	6077	80.6
J175129.7+423031	11.8	3.6	2020 Mar 27–29	2020 Sep 28–01	2021 Mar 23–26	885	30.0
J211804.8+171726	16.6	2.4	2020 May 14–15	2020 Nov 14–15	2021 May 16–17	268	12.2
J214126.3+181740	19.5	8.5	2020 May 19–20	2020 Nov 19–20	2021 May 20–21	247	11.6
J214305.6+201324	21.2	4.8	2020 May 20–21	2020 Nov 20–21	2021 May 21–22	265	7.3
J222621.2+262740	18.4	2.6	2020 May 30–31	2020 Dec 03–04	2021 Jun 03–04	311	13.5
J224920.7+151732	13.0	4.9	2020 May 30–31	2020 Dec 03–04	2021 Jun 03–04	282	43.9

**Примечание.** pos.err. — радиус области локализации рентгеновского источника на уровне достоверности  $3\sigma$ , offset — расстояние между рентгеновскими и оптическими координатами источника, eRASS1–3 — периоды сканирования источника в 1–3 обзорах всего неба обсерватории СРГ, exp. — суммарная экспозиция по трем обзорам, исправленная за виньентирование в диапазоне энергий 0.3–2.2 кэВ, det.like — значимость детектирования источника по совокупности данных трех обзоров неба в диапазоне энергий 0.3–2.2 кэВ.

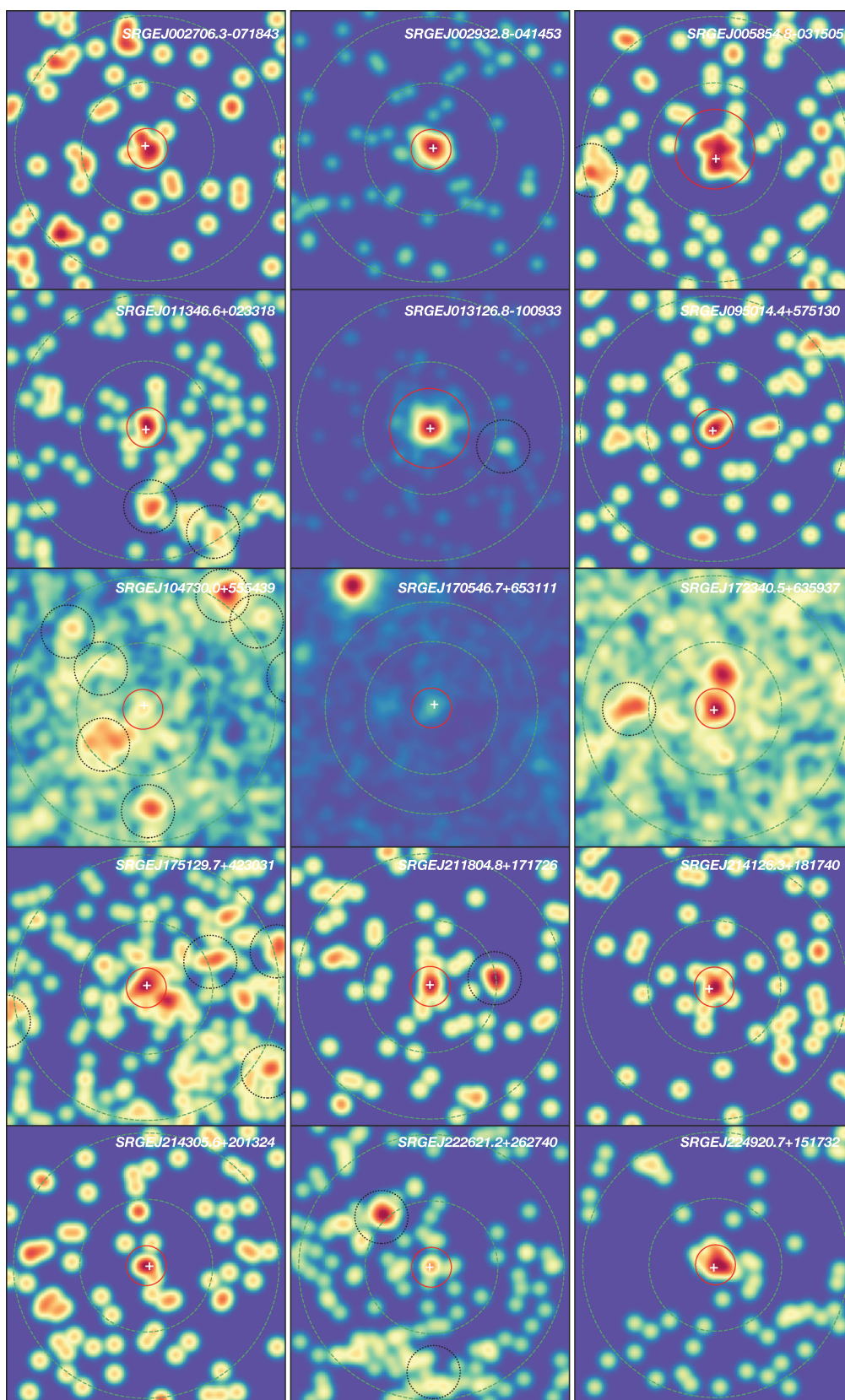
еРОЗИТА (Предел и др., 2021) обсерватории СРГ. Наблюдательные данные получены на спектрографе TDS (Потанин и др., 2020) на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (Корнилов и др., 2014; Шатский и др., 2020) во второй половине 2020 — начале 2021 г., а также во второй половине 2021 г. после модернизации спектрографа TDS, позволившей улучшить эффективность его работы на 10–20% в зависимости от длины волны.

### РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ

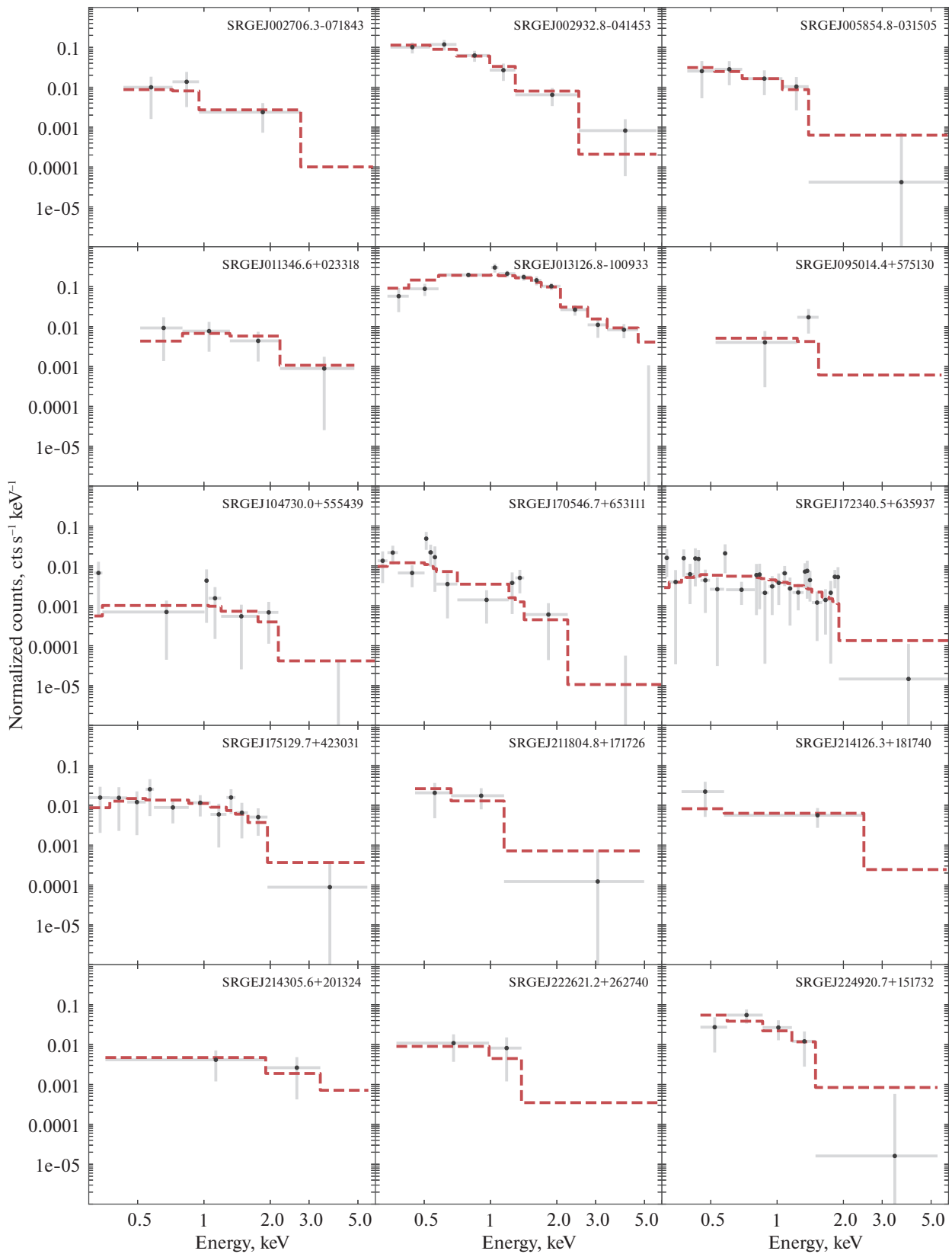
Рентгеновские источники, представленные в данной работе, были открыты в ходе первого

обзора неба телескопом еРОЗИТА космической обсерватории СРГ в диапазоне энергий 0.3–2.2 кэВ. К настоящему моменту обсерватория СРГ завершила три полных обзора неба. Интервалы времени сканирования каждого источника, точность их локализации и значимость детектирования представлены в табл. 1.

Первичная обработка данных телескопа еROSITA проводилась с помощью программного обеспечения, разработанного в ИКИ РАН с использованием компонент системы eSASS (Институт внеземной физики Общества им. Макса Планка, Германия). Спектры источников извлекались с использованием круговой апертуры радиусом



**Рис. 1.** Рентгеновские изображения выборки далеких квазаров по данным трех первых обзоров неба телескопа СРГ/еРОЗИТА. ( $7 \times 7$  угл. мин). Изображения сглажены гауссовым фильтром с шириной  $\sigma = 8''$ . Красным кружком показаны регионы, использованные для извлечения спектра источника, зеленым пунктиром — кольцо для оценки спектра фона. Черными пунктирными кружками показаны регионы, маскирующие источники, которые попадают в область извлечения спектров фона. Белым крестиком показано положение источника по оптическим данным.



**Рис. 2.** Рентгеновские спектры выборки квазаров по данным суммы трех обзоров неба телескопом eROSITA обсерватории СРГ. Красной сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации для степенного спектра с поглощением в Галактике.

**Таблица 2.** Характеристики рентгеновских спектров выборки далеких квазаров

Объект SRGE...	$N_{H,gal}$ , $10^{20}$ см $^{-2}$	$F_{0.3-2.2}$ , эрг с $^{-1}$ см $^{-2}$	$\Gamma$	$L_{2-10}$ , эрг с $^{-1}$	cstat/d.o.f
J002706.3–071843	3.7	$2.35^{+1.77}_{-0.68} \times 10^{-14}$	$1.73^{+1.27}_{-1.01}$	$1.02^{+0.74}_{-0.53} \times 10^{45}$	7.2/8
J002932.8–041453	4.4	$1.77^{+0.28}_{-0.23} \times 10^{-13}$	$2.82^{+0.37}_{-0.35}$	$6.64^{+3.75}_{-2.49} \times 10^{43}$	8.8/7
J005854.8–031505	2.9	$4.25^{+1.92}_{-1.13} \times 10^{-14}$	$2.57^{+0.76}_{-0.68}$	$3.48^{+1.27}_{-1.08} \times 10^{45}$	5.0/10
J011346.6+023318	3.3	$2.88^{+2.52}_{-0.67} \times 10^{-14}$	$0.12^{+0.92}_{-0.12}$	$1.02^{+0.54}_{-0.52} \times 10^{45}$	12.2/9
J013126.8–100933	3.8	$5.76^{+0.41}_{-0.36} \times 10^{-13}$	$0.96^{+0.13}_{-0.13}$	$7.76^{+0.56}_{-0.53} \times 10^{46}$	13.2/12
J095014.4+575130	1.1	$1.83^{+31.76}_{-0.64} \times 10^{-14}$	$0.98^{+1.13}_{-0.98}$	$1.99^{+1.29}_{-0.98} \times 10^{45}$	13.2/10
J104730.0+555439	0.6	$4.34^{+2.25}_{-1.51} \times 10^{-15}$	$1.08^{+0.71}_{-0.82}$	$4.37^{+2.01}_{-1.72} \times 10^{44}$	97.0/121
J170546.7+653111	2.8	$1.52^{+0.38}_{-0.25} \times 10^{-14}$	$3.21^{+0.61}_{-0.53}$	$8.01^{+2.46}_{-2.16} \times 10^{44}$	77.6/67
J172340.5+635937	2.8	$1.45^{+0.19}_{-0.19} \times 10^{-14}$	$1.80^{+0.33}_{-0.33}$	$1.44^{+0.23}_{-0.21} \times 10^{45}$	154.9/164
J175129.7+423031	2.7	$3.64^{+1.12}_{-0.60} \times 10^{-14}$	$1.76^{+0.47}_{-0.46}$	$5.62^{+1.35}_{-1.18} \times 10^{45}$	25.9/26
J211804.8+171726	7.5	$3.93^{+3.12}_{-0.96} \times 10^{-14}$	$3.30^{+1.25}_{-0.99}$	$4.13^{+2.00}_{-1.53} \times 10^{45}$	3.1/6
J214126.3+181740	7.7	$3.29^{+1.55}_{-1.20} \times 10^{-14}$	$1.51^{+0.98}_{-1.02}$	$2.86^{+3.71}_{-1.74} \times 10^{44}$	12.1/6
J214305.6+201324	8.0	$2.50^{+1.18}_{-1.16} \times 10^{-14}$	$0.03^{+0.88}_{-0.03}$	$3.41^{+2.06}_{-1.43} \times 10^{45}$	5.7/9
J222621.2+262740	3.4	$2.13^{+2.75}_{-0.70} \times 10^{-14}$	$2.33^{+1.04}_{-1.16}$	$2.10^{+1.48}_{-1.11} \times 10^{45}$	16.2/16
J224920.7+151732	5.0	$8.95^{+3.21}_{-1.94} \times 10^{-14}$	$2.87^{+0.70}_{-0.66}$	$6.46^{+6.62}_{-3.41} \times 10^{43}$	6.2/8

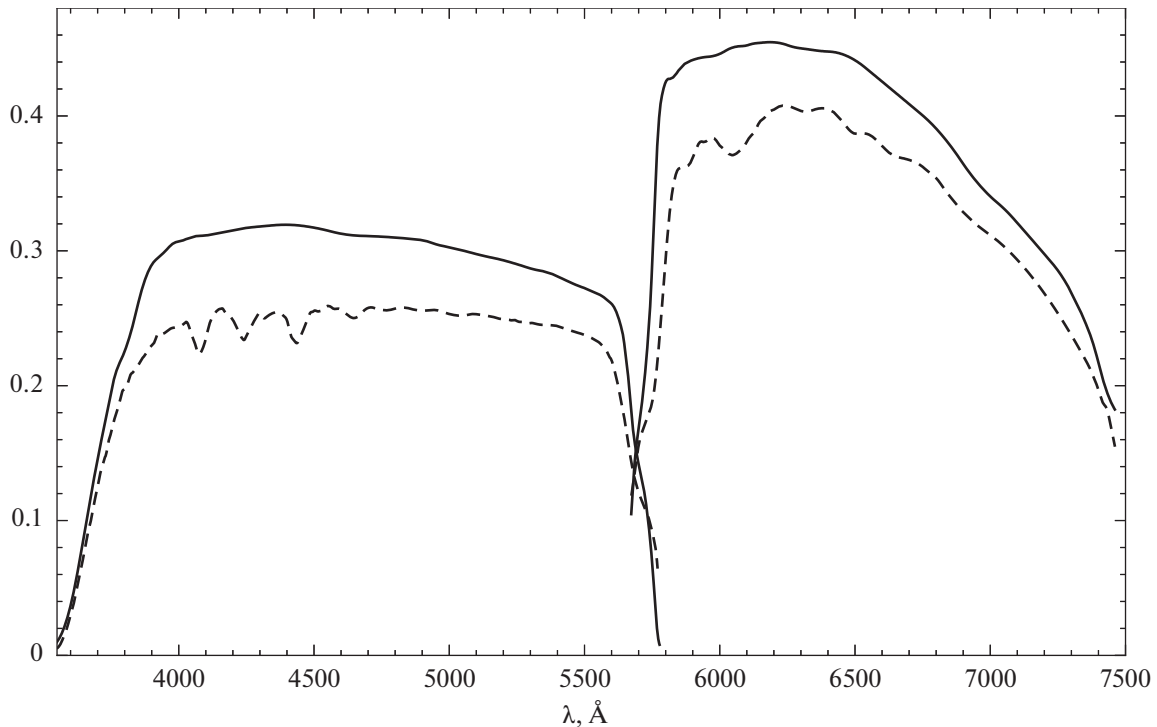
**Примечание.**  $N_{H,gal}$  — Галактическое поглощение в направлении на источник по данным карт HIPI (Коллаборация HIPI, 2016),  $F_{0.3-2.2}$  — измеренный рентгеновский поток (без коррекции на поглощение) в энергетическом диапазоне 0.3–2.2 кэВ,  $\Gamma$  — фотонный индекс степенной модели спектра,  $L_{2-10}$  — рентгеновская светимость в энергетическом диапазоне 2–10 кэВ (в собственной системе отсчета). Характеристики спектров приведены по данным суммы первых трех обзоров неба CPG/eROSITA. Ошибки соответствуют 68% уровню достоверности ( $1\sigma$ ).

30–60 угл. сек. Для оценки спектра фона использовалось кольцо вокруг источника с внутренним и внешним радиусами 100 и 200 угл. сек соответственно. Другие источники, зарегистрированные по сумме трех обзоров и попадающие внутрь области фона, маскировались с помощью круговой апертуры с радиусом 30 угл. сек. Рентгеновские карты фотонов в области локализации источников размером  $7 \times 7$  угл. мин, а также регионы для извлечения спектров источника и фона, показаны на рис. 1.

Аппроксимация полученных спектров выполнялась с помощью стандартных инструментов программного пакета XSPEC (версия 12.11, Арнауд и

др., 1996) с использованием си-статистики (Кэш, 1979), модифицированной для данных с пуассоновским фоном (W-статистика). Энергетические каналы спектров группировались так, чтобы число зарегистрированных отсчетов в каждом соответствующем канале спектра фона было не меньше пяти. Эта процедура проводилась с помощью стандартного инструмента FTGROUPEX в составе ПО HEASoft (v.6.28).

Спектральный анализ проводился в диапазоне энергий 0.3–6 кэВ по совокупности данных трех обзоров неба, так как зарегистрированное число отсчетов в первом обзоре недостаточно для этой цели. Для параметрического описания спектров



**Рис. 3.** Кривая эффективности спектрографа в каналах *B* и *R* с выносом за атмосферу. Сплошная кривая получена с новым делителем каналов, штриховая кривая взята из статьи Потанин и др. (2020) и получена со старым делителем.

использовалась простейшая модель степенного закона с поглощением (`tbabs*pow`), которая обеспечивает достаточно хорошее качество аппроксимации для всех объектов выборки. При этом величина колонковой плотности водорода  $N_{\text{H}}$  была зафиксирована на значении, равном поглощению в Галактике в направлении на источник по данным карт *HI4PI* (Коллаборация *HI4PI*, 2016). Спектры источников и наилучшие модели показаны на рис. 2, а параметры моделей приведены в табл. 2.

Найденные спектральные параметры далее использовались для вычисления внутренней (т.е. исправленной за поглощение межзвездной среды Галактики) рентгеновской светимости квазаров. Рассчитанные значения в диапазоне энергий 2–10 кэВ в системе покоя квазаров представлены в табл. 2. Для расчета использовались следующие космологические параметры:  $H_0 = 70$  км/с и  $\Omega_M = 0.3$ .

### ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Отбор кандидатов для спектроскопических наблюдений на КГО ГАИШ проводился с использованием оценок фотометрических красных смещений по программе *SRGz* (Мещеряков и др., 2018).

Наблюдения отобранных объектов были выполнены на двухлучевом спектрографе TDS

(Transient Double-beam Spectrograph)<sup>1</sup>, установленном на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Регистрация спектра производилась в диапазоне 3600–7500 Å с разрешающей силой 1300–2500 при ширине щели 1". Подробное описание прибора изложено в статье Потанина и др. (2020). С момента публикации (точнее, 18 мая 2021 г.) в спектрограф были внесены некоторые технические усовершенствования:

- дихроичный делитель каналов был заменен на новый, рассчитанный и произведенный компанией *Asahi Spectra*<sup>2</sup> специально для спектрографа ТДС;
- добавлена щель шириной 1.5";
- выполнены чистка и переюстировка оптики спектрографа;
- сокращено время экспозиций калибровочного источника путем замены оптического волокна.

<sup>1</sup><http://lnfm1.sai.msu.ru/kgoinstruments/tds>

<sup>2</sup><https://www.asahi-spectra.co.jp/>,  
<https://www.asahi-spectra.com/>



Таблица 3. Оптические свойства объектов и журнал наблюдений

Источник SRGE...	$\alpha$ , <sup>h</sup> <sup>m</sup> <sup>s</sup>	$\delta$ , <sup>°</sup> <sup>'</sup> <sup>"</sup>	JD 245...	$g_{PSF}$	$r_{PSF}$	$i_{PSF}$	$z$
J002706.3–071843	00 27 06.6	–07 18 35.0	9440.5	19.55	19.32	18.78	$2.293 \pm 0.010$
J002932.8–041453	00 29 32.6	–04 14 48.0	9198.2	19.15	19.08	18.81	$0.514 \pm 0.002$
J005854.8–031505	00 58 54.6	–03 15 02.0	9086.5	20.72	20.16	19.92	$3.318 \pm 0.011$
J011346.6+023318	01 13 46.8	+02 33 21.4	9080.5	21.26	20.84	20.73	$1.269 \pm 0.001$
J013126.8–100933	01 31 26.7	–10 09 31.0	9463.5	21.81	20.75	20.56	$3.86 \pm 0.02$
J095014.4+575130	09 50 14.6	+57 51 26.0	9195.5	21.98	20.96	20.42	$3.520 \pm 0.013$
J104730.0+555439	10 47 29.8	+55 54 44.6	9139.5	21.50	20.86	20.58	$3.399 \pm 0.013$
J170546.7+653111	17 05 45.9	+65 31 16.0	9050.5	20.99	20.45	20.23	$3.054 \pm 0.005$
J172340.5+635937	17 23 39.8	+63 59 38.0	9069.3	21.84	21.11	20.88	$3.403 \pm 0.003$
J175129.7+423031	17 51 30.1	+42 30 31.0	9103.3	21.77	20.12	19.88	$4.156 \pm 0.015$
J211804.8+171726	21 18 04.7	+17 17 28.0	9087.5	21.86	20.94	20.77	$3.415 \pm 0.001$
J214126.3+181740	21 41 26.9	+18 17 42.0	9140.2	20.18	20.22	20.74	$1.000 \pm 0.001$
J214305.6+201324	21 43 05.4	+20 13 27.0	9104.4	22.08	20.66	20.37	$3.958 \pm 0.005$
J222621.2+262740	22 26 21.3	+26 27 40.0	9082.4	21.44	20.68	20.44	$3.457 \pm 0.008$
J224920.7+151732	22 49 21.0	+15 17 31.0	9084.4	20.07	19.95	19.80	$0.658 \pm 0.003$

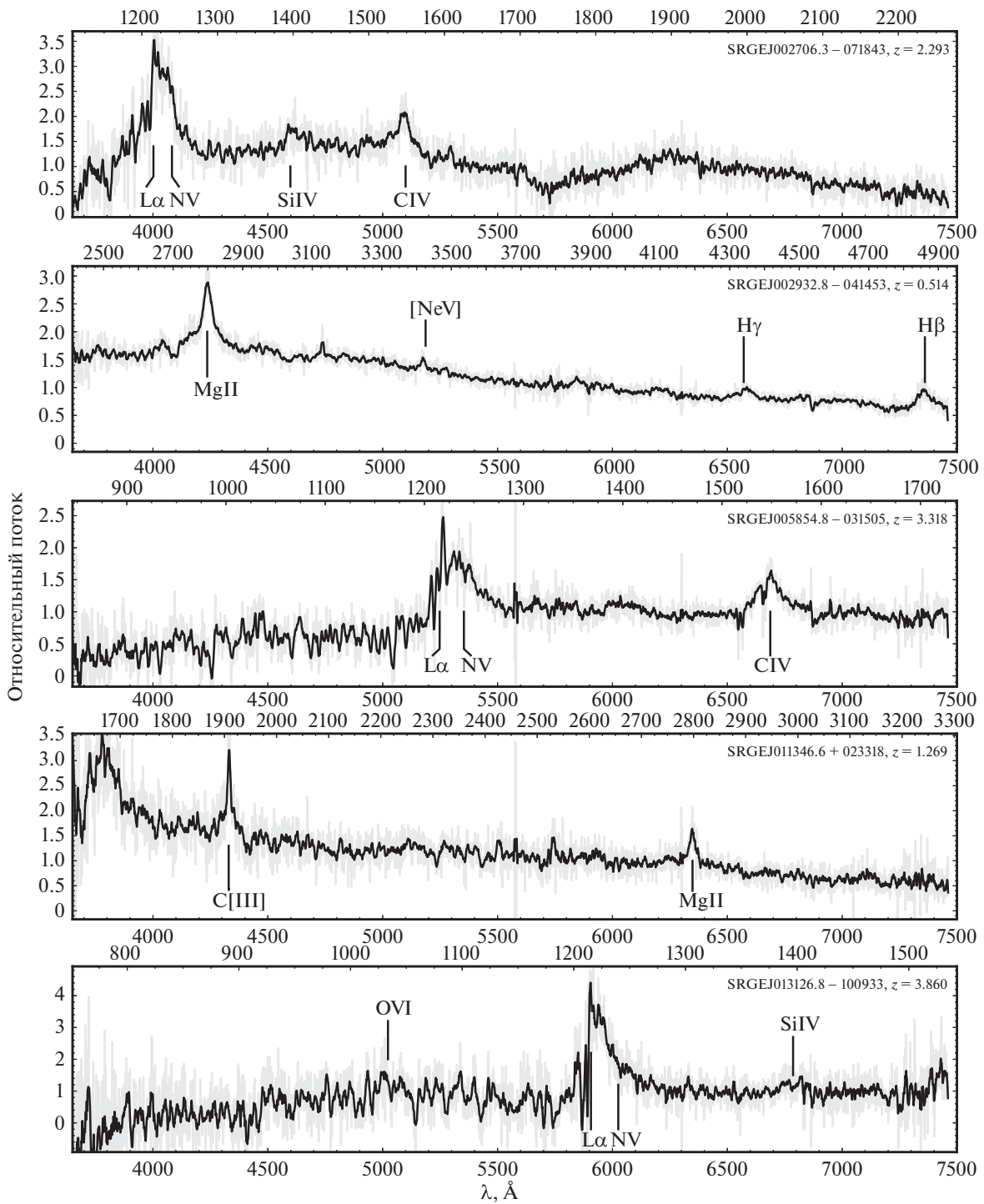
**Примечание.** JD — юлианская дата середины наблюдений. Видимые звездные величины из каталога SDSS в фильтрах  $g$ ,  $r$ ,  $i$  приведены в столбцах  $g_{PSF}$ ,  $r_{PSF}$ ,  $i_{PSF}$ .

Новый делитель на подложке из плавленого кварца рассчитан под рабочий угол падения  $35^\circ$  и характеризуется существенно более ровной кривой пропускания. Это позволяет точнее восстанавливать ее форму в области короче  $4500 \text{ \AA}$ , что особенно важно для источников с линиями водородной серии Бальмера. Хотя лабораторные данные дихроиков не показывают существенной разницы в средних коэффициентах пропускания и отражения на рабочих длинах волн, по результатам калибровки по спектрофотометрическим стандартам выведено общее итоговое увеличение эффективности всего тракта за вычетом атмосферы, составляющее от 10% на длинах волн  $7000 \text{ \AA}$  до 20% на  $4000 \text{ \AA}$  (рис. 3).

Яркость спектра калибровочных ламп увеличена в несколько раз путем замены оптического

волокна  $800 \text{ мкм}$  на пучок волокон  $7 \times 1000 \text{ мкм}$ , что особенно важно в коротковолновом канале, где рабочие экспозиции калибровки по лампе с линейчатым спектром теперь не превышают  $100 \text{ с}$ .

Спектральные наблюдения рентгеновских источников — кандидатов в далекие квазары из обзора SRG проводились в темные ночи с июля 2020 по январь 2021 г. Несколько объектов дополнительно наблюдались в июле 2021 г. Ориентация щели устанавливалась по снимку с камерой широкого поля 2.5-м телескопа так, чтобы, помимо объекта, в щель попадала относительно яркая звезда из ближайшей окрестности. При переходе системы в спектральный режим, положение щели контролировалось по этой звезде, так как сам объект не виден в камеру подсмотра спектрографа, а затем поддерживалось автогидирующим устройством телескопа. Непосредственно после измерений каж-



**Рис. 4.** Спектры исследуемых квазаров. На нижней оси показаны наблюдаемые длины волн. Верхняя ось соответствует длинам волн в системе отсчета источника. Серая линия — оригинальные наблюдения. Сплошная черная линия — наблюдения, сглаженные скользящим средним.

ного объекта выполнялись калибровочные измерения звезды-стандарта из списка EЮО<sup>3</sup>.

Методы обработки спектров аналогичны опи-

санным в Потанин и др. (2020) и в нашей предыдущей работе (Додин и др., 2020). Основное отличие в обработке наблюдений новых источников заключается в использовании алгоритма оптимальной экстракции (Хорн, 1986), который позволяет в отдельных случаях увеличить отношение сигнала

<sup>3</sup><https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html>

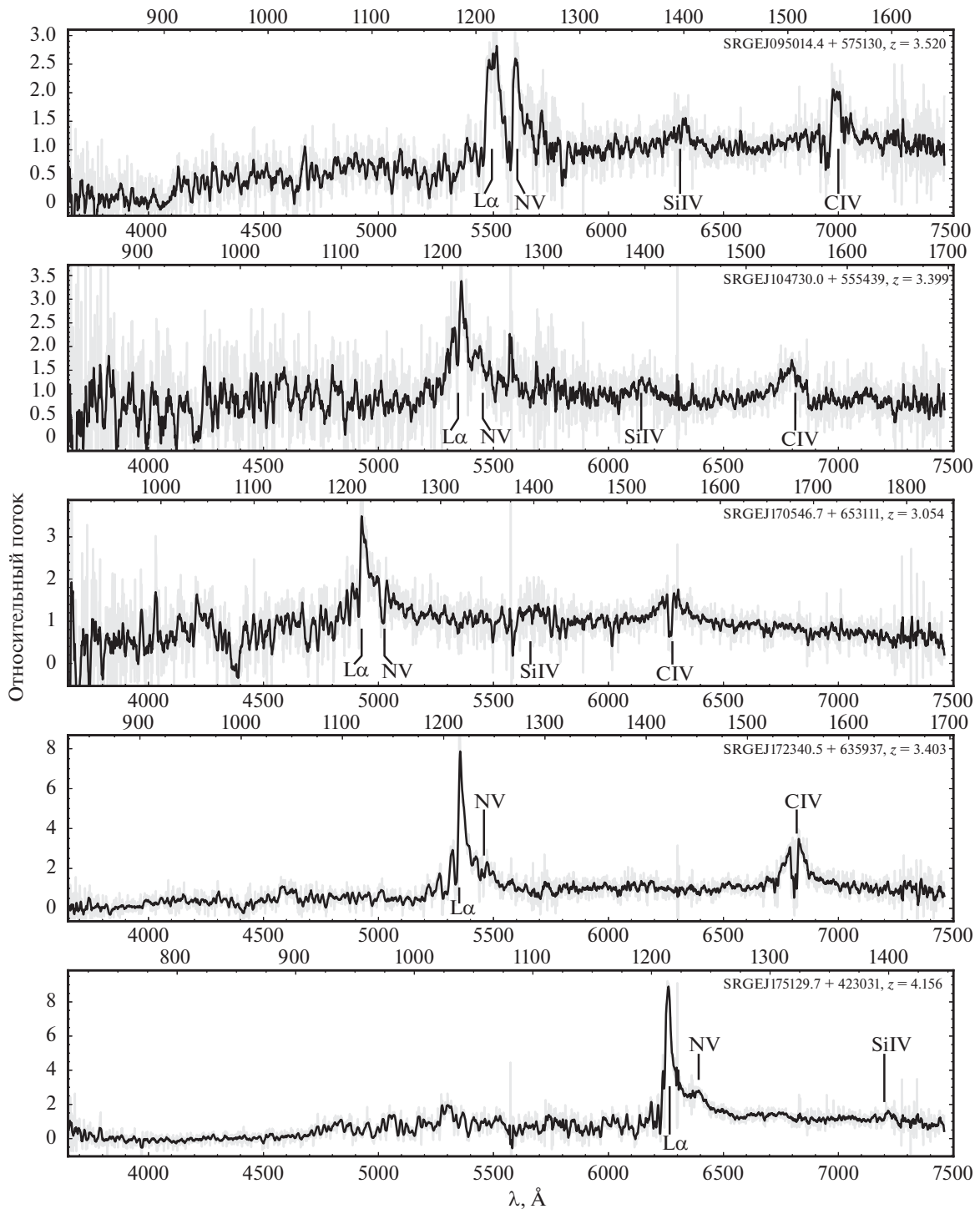


Рис. 4. Продолжение.

к шуму и очистить спектр от следов космических лучей. Однако стандартный алгоритм может приводить к ложному детектированию выбросов, когда статистический шум спектра оказывается значительно меньше, чем отклонения реального пространственного профиля от восстановленного.

Это может приводить к уменьшению отношения сигнала к шуму (SNR) на спектрах с высоким SNR. Для устранения этого эффекта мы отмечали пиксел как “плохой”, не только когда значение в нем отличалось от уровня шума больше чем заданный уровень ( $3-5\sigma$ ), но и когда вклад этого пиксела

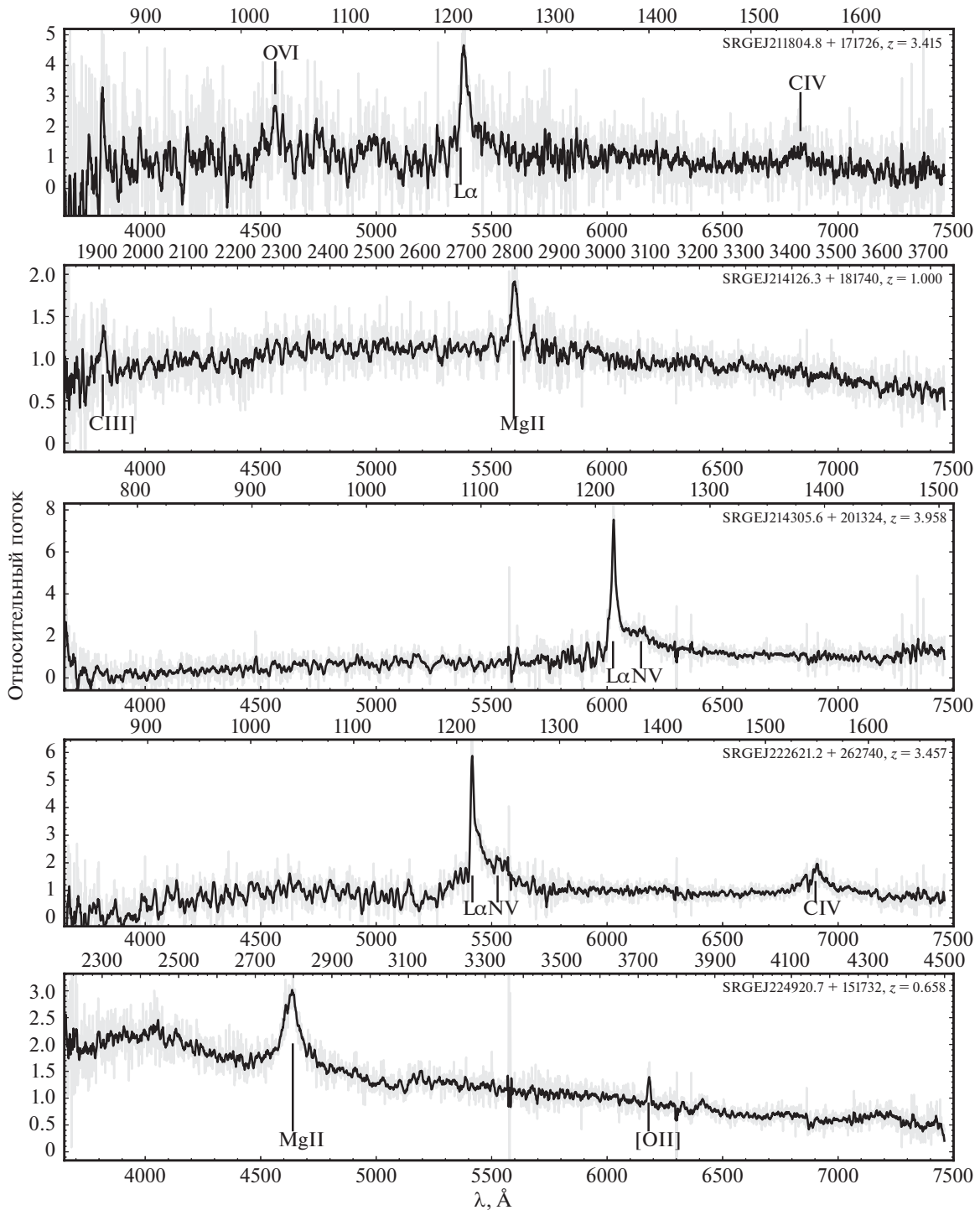


Рис. 4. Окончание.

в суммарный спектр будет превышать заданный порог (1–2%). Количество и положение плохих пикселей контролируется визуально в графической среде обработки. Такая регуляризация существенно снижает итоговую долю ложно детектированных

выбросов и не ухудшает SNR в сравнении со стандартной экстракцией.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Узкая щель, с которой были получены спектры, не позволяет провести абсолютную калибровку по

потоку, поэтому мы приводим спектры в относительных единицах. Кроме того, поскольку в общем случае щель ориентирована не вертикально (ее ориентация зависит от расположения опорной звезды и объекта), влияние атмосферной дисперсии может приводить к усилению зависимости потерь на щели от длины волны и тем самым искажать общее распределение энергии в спектре. Однако эти эффекты не влияют ни на положение, ни на форму спектральных линий, которые мы будем анализировать в этой работе.

Спектры объектов, которые удалось классифицировать как квазары и определить красное смещение, показаны на рис. 4. Для лучшего визуального восприятия спектра оригинальные данные (серая кривая) были сглажены скользящим средним по 10 точкам (черная кривая). Для измерения красного смещения  $z$  мы использовали линии, отмеченные на рис. 4. Поскольку часто линии имеют сложную форму, мы визуально оценивали центральную длину волны линии и ее ошибку, которые конвертировались в красное смещение  $z_i$  с соответствующей ошибкой  $\delta z_i$ . В качестве центральной лабораторной длины волны сливающихся многокомпонентных линий брались усредненные с весами  $gf$  длины волн каждой компоненты, что оправдано в случае оптически тонких линий. Для вычисления  $z_i$  наблюдаемые и лабораторные длины волн приводились к значениям в вакууме.

Итоговое красное смещение и его разброс приведены в табл. 3 и определялись как средневзвешенное по всем линиям:

$$z = \frac{\sum_{i=1}^n w_i z_i}{\sum_{i=1}^n w_i},$$

$$\sigma_z = t(n) \sqrt{\frac{n}{n-1} \frac{\sum_{i=1}^n w_i (z_i - z)^2}{\sum_{i=1}^n w_i}},$$

где  $w_i = \delta z_i^{-2}$ , а  $t(n)$  — коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности 0.68,  $n$  — число линий. Наименьшую  $\delta z_i$  имеют узкие линии, правильной формы, которые будут иметь наибольший вес в усреднении.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Красное смещение  $z = 3.86 \pm 0.02$  наиболее яркого рентгеновского источника SRGEJ013126.8-100933 определено по бленде  $L\alpha + N V$ , наблюдаемой на  $\lambda \sim 5900 \text{ \AA}$  и имеющей типичную для квазаров форму. Невысокая точность определения красного смещения связана с большой шириной и сложной формой профиля  $L\alpha$ , которые не позволяют однозначно определить центр линии. В спектре имеется намек на линии  $O VI 1035 \text{ \AA}$  и

$Si IV 1397$ , что подтверждает правильность нашей интерпретации спектра. К сожалению, линия  $C IV$  оказалась за границей диапазона спектрографа. Заметим, что альтернативные интерпретации особенности  $\lambda \sim 5900 \text{ \AA}$ , например, как линии  $C IV$  или  $Mg II$ , вступают в противоречие с наблюдениями из-за отсутствия на своих местах линий, которые обычно имеют большую или сравнимую яркость. Этот источник уже изучался в статье (Маркотулли и др., 2020), и найденное там по фотометрическим данным красное смещение  $z = 3.5$  также согласуется с нашей интерпретацией спектра.

Аналогичным образом обосновывается однозначность интерпретации спектра SRGEJ214305.6+201324 ( $z = 3.96$ ).

Объект SRGEJ002706.3-071843 находится вблизи яркой звезды, ореол которой накладывается на спектр объекта и затрудняет его экстракцию, особенно в красной области. Мы подозреваем, что вариации наклона континуума длинее  $5500 \text{ \AA}$  связаны с неидеальностью вычитания фона. Спектр этого объекта был получен дважды, первое наблюдение 2 января 2021 г. (JD=2459217) показало, что линия  $C IV$  имеет поток, примерно равный потоку в соседней линии  $Si IV$ , и едва выделяется на фоне шумов. Для подтверждения нашей идентификации линий 13 августа 2021 г. был получен второй спектр (показан на рис. 4), в котором линия  $C IV$  легко детектируется и в 1.5–2 раза ярче, чем  $Si IV$ , что свидетельствует о наличии спектральной переменности. Дополнительно отметим, что между моментами получения первого и второго спектра была проведена модернизация TDS (см. выше в разделе “Оптические наблюдения”), которая увеличила его эффективность. В обоих случаях объект наблюдался на высоте  $\sim 35^\circ$  с суммарным временем накопления 1 ч, медианное значение отношения сигнала к шуму в пикселе оказалось равным 4 и 5 соответственно. Увеличение сигнала к шуму на 25 процентов хорошо согласуется с увеличением пропускания прибора в  $k \lesssim 1.15 \times 1.5$  раза ( $SNR \sim k^{1/2} \lesssim 1.3$ ) после его модернизации: 15% за счет чистки и юстировки оптики и до 50% за счет более широкой щели.

## ОЦЕНКА МАСС СМЧД И СВЕТИМОСТЕЙ ПО ПАРАМЕТРАМ ЛИНИИ $C IV$

Эмиссионная линия  $C IV (1549 \text{ \AA})$  попадает в доступный для наблюдений спектральный диапазон при красных смещениях  $z = 1.4-3.7$ . В этот диапазон попадают восемь объектов нашей выборки, что дает возможность оценить для них массы черных дыр по ширине линии  $C IV$  (Парк и др., 2013) аналогично тому, как мы делали это в первой статье (Додин и др., 2020). Для оценки потока от

**Таблица 4.** Массы и светимости рентгеновских квазаров с  $z = 1.4\text{--}3.7$ 

Источник SRGE...	$z$	$\text{FWHM}_{\text{CIV}}$ , км/с	$1350F_{1350}$ , эрг/с/см <sup>2</sup>	$1350L_{1350}$ , эрг/с	$\lg \frac{M_{\text{ЧД}}}{M_{\odot}}$	$L_{\text{Edd}}$ , эрг/с
J002706.3–071843	2.293	$5800 \pm 340$	$3.36 \times 10^{-13}$	$1.4 \times 10^{46}$	$9.0 \pm 0.5$	$1.3 \times 10^{47}$
J005854.8–031505	3.318	$6060 \pm 190$	$1.45 \times 10^{-13}$	$1.4 \times 10^{46}$	$9.0 \pm 0.5$	$1.4 \times 10^{47}$
J095014.4+575130	3.520	$3950 \pm 280$	$7.27 \times 10^{-14}$	$8.2 \times 10^{45}$	$8.8 \pm 0.4$	$8.1 \times 10^{46}$
J104730.0+555439	3.399	$5210 \pm 400$	$7.76 \times 10^{-14}$	$8.1 \times 10^{45}$	$8.9 \pm 0.5$	$9.4 \times 10^{46}$
J170546.7+653111	3.054	$7040 \pm 410$	$1.04 \times 10^{-13}$	$8.4 \times 10^{45}$	$9.0 \pm 0.5$	$1.1 \times 10^{47}$
J172340.5+635937	3.403	$5090 \pm 160$	$6.17 \times 10^{-14}$	$6.4 \times 10^{45}$	$8.8 \pm 0.5$	$8.3 \times 10^{46}$
J211804.8+171726	3.415	$3970 \pm 740$	$7.23 \times 10^{-14}$	$7.6 \times 10^{45}$	$8.8 \pm 0.4$	$7.8 \times 10^{46}$
J222621.2+262740	3.457	$4510 \pm 160$	$9.28 \times 10^{-14}$	$1.0 \times 10^{46}$	$8.9 \pm 0.4$	$9.7 \times 10^{46}$

квазаров на длине волны  $\sim 1350 \text{ \AA}$  мы использовали *gr*-фотометрию из табл. 3. Для расчета фотометрического расстояния по красному смещению мы использовали космологический калькулятор (Райт, 2006) для параметров  $H_0 = 70 \text{ км/с/Мпк}$ ,  $\Omega_M = 0.3$  и  $\Omega_{\text{vac}} = 0.7$ . Полученные величины  $\lambda L_{\lambda}$  и  $\text{FWHM}_{\text{CIV}}$  собраны в табл. 4.

Калибровка масс СМЧД по ширине линии C IV и монохроматической светимости в континууме  $L_{1350}$  взята из работы Парк и др. (2013):

$$\lg \frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} = \alpha + \beta \lg \frac{1350L_{1350}}{10^{44} [\text{эрг/с}]} + \gamma \lg \frac{\text{FWHM}_{\text{CIV}}}{1000 [\text{км/с}]}, \quad (1)$$

где  $\alpha = 7.48 \pm 0.24$ ,  $\beta = 0.52 \pm 0.09$  и  $\gamma = 0.56 \pm 0.48$ . Полученные оценки масс СМЧД для всех объектов имеют близкие значения (около  $10^9 M_{\odot}$ ) и собраны в табл. 4.

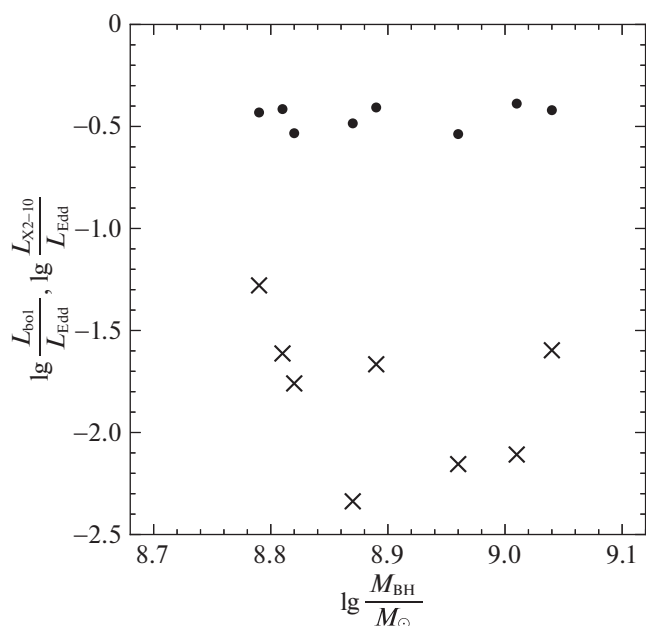
Близость полученных оценок масс центральных СМЧД в изученных квазарах, по-видимому, связана с эффектами селекции: в таблицу попадают объекты из небольшого интервала красных смещений  $z$  и примерно одинаковой звездной величины, что дает примерно одинаковые значения монохроматической светимости. Однако эффект селекции должен отсутствовать для ширины линии. Можно было бы ожидать, что в некоторых случаях линия C IV не детектируется, поскольку сливается с континуумом из-за своей большой ширины. Тем не менее во всех случаях мы детектировали линию C IV, если она попадала в спектральный диапазон

3600–7500  $\text{ \AA}$ , т.е. в нашей выборке отсутствуют объекты с экстремально большими ширинами. Проблем для детектирования узких линий также нет. Наши измерения показывают, что  $\text{FWHM}$  линии C IV заключена в интервале 4000–7000 км/с, т.е. изменяется от объекта к объекту менее чем в два раза. Точность же оценки масс СМЧД по формуле (1) определяется не качеством наблюдений, а неопределенностью коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ .

Полученные оценки масс СМЧД позволяют рассчитать эддингтоновские светимости объектов,  $L_{\text{Edd}} \approx 1.26 \times 10^{38} (M_{\text{ЧД}}/M_{\odot})$  эрг/с, и отношение наблюдаемой рентгеновской светимости (2–10 кэВ) к эддингтоновской  $L_{\text{X}2-10}/L_{\text{Edd}}$  (см. крестики на рис. 5). Во всех случаях последнее отношение не превышает нескольких процентов, хотя надежность этих оценок может быть невысока из-за оценочного характера формулы (1). Аналогично нашей предыдущей работе, используя калибровку  $L_{\text{bol}} \approx 3.81 \times 1350L_{1350}$  из работы Дай и др. (2014), мы можем оценить болометрическую светимость  $L_{\text{bol}}$ . Отношение  $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$  представлено точками на рис. 5, из которого видно, что все значения сосредоточены в узком диапазоне от  $\sim 30$  до  $\sim 40\%$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены новые результаты спектроскопических измерений красных смещений некоторых рентгеновских квазаров из первых трех обзоров всего неба телескопа eROSITA обсерватории СРГ (табл. 1). Объекты были отобраны



**Рис. 5.** Отношения  $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$  (точки) и  $L_{X2-10}/L_{\text{Edd}}$  (крестики) как функция массы центральной черной дыры. Ошибки по обеим координатам составляют  $\sim 0.5$  dex и связаны с неточностью используемых калибровок  $L_{\text{bol}}(L_{1350})$ ,  $M_{\text{BH}}(L_{1350}, \text{FWHM}_{\text{CIV}})$ .

для получения спектроскопии на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ с помощью двухлучевого спектрографа TDS. Наблюдения проводились во второй половине 2020 г., а также летом 2021 г. В мае 2021 г. в спектрографе TDS был заменен дихроичный делитель света, позволивший сгладить кривую эффективности спектрографа. Это и другие технические меры позволили увеличить эффективность спектрографа TDS в красном и синем каналах на  $\sim 15\%$  (в зависимости от длины волны, рис. 3). Разрешение TDS является избыточным для определения красных смещений квазаров, поэтому для уменьшения потерь света на щели была добавлена щель шириной  $1''.5$ , которую впоследствии планируется заменить на щель  $2''$ .

Измеренные спектроскопические красные смещения выбранных квазаров соответствуют фотометрическим красным смещениям, оцененным по программе SRGz (Мещеряков и др., 2018). Измеренные рентгеновские светимости 2–10 кэВ лежат в широких пределах от  $\sim 7 \times 10^{43}$  до  $\sim 8 \times 10^{46}$  эрг/с (табл. 2). Для подвыборки из восьми квазаров массы черных дыр выведенные по ширине линии C IV имеют близкие значения  $\sim 10^9 M_{\odot}$ , что в совокупности с большим разбросом в рентгеновской светимости  $L_{X2-10}$  приводит к большому разбросу отношения  $L_{X2-10}/L_{\text{Edd}}$ : от 0.5 до 5%. В

то же время отношение болометрической светимости к эддингтоновской заключено в довольно узком интервале 30–40%. Высокое отношение  $L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$  говорит об активном росте черных дыр в этих объектах.

На 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ планируется продолжить спектроскопию рентгеновских источников — кандидатов в далекие квазары для измерения их красных смещений.

Данное исследование основано на наблюдениях телескопа ePOZITA на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/ePOZITA изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Используемые в настоящей работе данные телескопа ePOZITA обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом ePOZITA, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/ePozita.

Поиск кандидатов в далекие квазары в рентгеновском обзоре всего неба орбитальной обсерватории СРГ и анализ представленных в статье данных телескопа СРГ/ePOZITA проводились при поддержке гранта РФФИ 21-12-00343. Модернизация спектрографа TDS 2.5-м телескопа КГО осуществлена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант номер 075-15-2020-778. Наблюдения на КГО ГАИШ поддерживаются ведущей Научно-образовательной школой МГУ “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнауд и др. (K.A. Arnaud), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **101**, 17 (1996).
2. Бикмаев И.Ф., Иртуганов Э.Н., Николаева Е.А. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 689 (2020) [I.F. Bikmaev, E.N. Irtuganov, E.A. Nikolaeva, N.A. Sakhibullin, R.I. Gumerov, A.S. Sklyanov, et al., *Astron. Lett.* **46**, 645 (2020)].

3. Дай и др. (Y.S. Dai, M. Elvis, J. Bergeron, G.G. Fazio, J.-S. Huang, B.J. Wilkes, et al.), *Astrophys. J.* **791**, 113 (2014).
4. Додин А.В., Потанин С.А., Шатский Н.И. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 459 (2020) [A.V. Dodin, S.A. Potanin, N.I. Shatsky, A.A. Belinski, K.E. Atapin, M.A. Burlak, et al., *Astron. Lett.* **46**, 429 (2020)].
5. Коллаборация HI4PI (HI4PI Collaboration, N. Ben Bekhti, L. Flöer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A116 (2016).
6. Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **126**, 482 (2014).
7. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
8. Маркотулли и др. (L. Marcotulli, V. Paliya, M. Ajello, A. Kaur, S. Marchesi, M. Rajagopal, et al.), *Astrophys. J.* **889**, 164 (2020).
9. Мещеряков А.В., Глазкова В.В., Герасимов С.В., Машечкин И.В., Письма в Астрон. журн. **44**, 801 (2018) [A.V. Meshcheryakov, V.V. Glazkova, S.V. Gerasimov, and I.V. Mashechkin, *Astron. Lett.* **44**, 735 (2018)].
10. Парк и др. (D. Park, J.-H. Woo, K.D. Denney, and J. Shin), *Astrophys. J.* **770**, 87 (2013).
11. Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 894 (2020) [S.A. Potanin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, S.G. Zheltoukhov, V.Y. Lander, K.A. Postnov, et al.), *Astron. Lett.* **46**, 836 (2020)].
12. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
13. Райт (E.L. Wright), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 1711 (2006).
14. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), arXiv:2104.13267 (2021).
15. Хорн (K. Horne), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **98**, 609 (1986).
16. Хорунжев Г.А., Сазонов С.Ю., Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **44**, 546 (2018) [G.A. Khorunzhev, S.Y. Sazonov, and R.A. Burenin, *Astron. Lett.* **44**, 500 (2018)].
17. Хорунжев Г.А., Мещеряков А.В., Медведев П.С. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 155 (2021) [G.A. Khorunzhev, A.V. Meshcheryakov, P.S. Medvedev, V.D. Borisov, R.A. Burenin, R.A. Krivonos, et al., *Astron. Lett.* **47**, 123 (2021)].
18. Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, V. Kornilov, K. Postnov, et al.), *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century* (Ed. I.I. Romanyuk, I.A. Yakunin, A.F. Valeev, D.O. Kudryavtsev), p. 127–132 (2020).
19. Шен и др. (X. Shen, P.F. Hopkins, C.-A. Faucher-Giguère, D.M. Alexander, G.T. Richards, N.P. Ross, et al.), *MNRAS* **495**, 3252 (2020).



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ЗОН III ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПРОБЛЕМЕ ОЦЕНКИ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ПЕРВИЧНОГО ${}^4\text{He}$

© 2021 г. О. А. Куричин<sup>1\*</sup>, П. А. Кислицын<sup>1</sup>, А. В. Иванчик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 06.09.2021 г.

После доработки 06.09.2021 г.; принята к публикации 07.09.2021 г.

Распространенность первичного  ${}^4\text{He}$  ( $Y_p$ ) является одной из ключевых характеристик процессов первичного нуклеосинтеза, протекавших в первые минуты после Большого Взрыва. Ее величина зависит от барион-фотонного отношения  $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ , а также чувствительна к релятивистским степеням свободы, влияющих на скорость расширения Вселенной на радиационно-доминированной стадии. На данный момент наиболее используемым способом определения  $Y_p$  является анализ спектров III регионов малометаллических голубых карликовых галактик. В представленной работе мы детально обсуждаем различные методы определения металличности в III регионах применительно к данной задаче. Показано, что некоторые процедуры, используемые в этих методах, приводят к сдвигам в оценке металличности и занижению ошибки ее определения. Мы предлагаем модифицированную методику оценки металличности, а также связанный с ней дополнительный критерий отбора объектов. На его основе нами было отобрано 69 объектов (26 объектов со спектрами высокого качества из базы данных HeBCD+NIR и 43 объекта из каталога SDSS), для которых по предложенной методике были определены Y и O/H, получена наиболее точная на сегодняшний день оценка  $Y_p = 0.2470 \pm \pm 0.0020$ . Ее сравнение с величиной  $Y_p = 0.2470 \pm 0.0002$ , получаемой в результате расчета численных кодов первичного нуклеосинтеза, где в качестве  $\Omega_b$  берется значение, определяемое из анализа анизотропии реликтового излучения (миссия Planck), является важным инструментом исследования самосогласованности Стандартной космологической модели (возможное рассогласование этих оценок могло бы быть индикатором новой физики). Применение предлагаемой методики позволяет более корректно определять  $Y_p$  и наклон  $dY/d(O/H)$ . Дальнейший анализ данных из каталога SDSS приведет к существенному увеличению статистики таких объектов и, как следствие, к уточнению оценки  $Y_p$ .

*Ключевые слова:* ранняя Вселенная, первичный нуклеосинтез, первичный гелий-4, III регионы.

DOI: 10.31857/S0320010821100053

### ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдательные возможности позволяют нам изучать Вселенную от настоящего момента ( $z = 0$ ) до космологических красных смещений  $z \sim 10$ , где начинают формироваться первые галактики. Еще более ранним наблюдательным “окном” во Вселенную являются исследования реликтового излучения, позволяющие увидеть, какой была Вселенная через 400 тыс. лет после Большого Взрыва ( $z \approx 1100$ ). Первичный (дозвездный) космологический нуклеосинтез — процесс, протекавший в первые минуты после Большого Взрыва — имеет наблюдательно проверяемые последствия и на сегодняшний день является самым

далеким космологическим процессом ( $z \sim 10^9 - 10^7$ ), позволяющим увидеть раннюю Вселенную.

Представляя собой “инвертированный” термоядерный реактор, где синтез элементов протекает при расширении и охлаждении вещества, первичный нуклеосинтез приводит к рождению первых легких ядер — D,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и др., при этом их относительное содержание зависит от единственного параметра  $\eta \equiv n_b/n_\gamma$  — барион-фотонного отношения. Последующая эволюция Вселенной, в которой формируются и эволюционируют звезды и галактики, приводит к изменению первичного изотопного состава вещества, а также наработке более тяжелых элементов в ходе звездного нуклеосинтеза. Несмотря на это, существуют методы оценки первичных распространенностей D,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Эти оценки позволяют с использованием числен-

\*Электронный адрес: o.chinkuir@gmail.com

**Таблица 1.** Современные оценки  $Y_p$ , полученные различными независимыми научными группами

$Y_p$	Ссылка
$0.2551 \pm 0.0022$	Изотов и др. (2014)
$0.2449 \pm 0.0040$	Авер и др. (2015)
$0.2446 \pm 0.0029$	Паймберт и др. (2016)
$0.245 \pm 0.0070$	Фернандез и др. (2018)
$0.243 \pm 0.0050$	Фернандез и др. (2019)
$0.2451 \pm 0.0026$	Валерди, Паймберт (2019)
$0.2436 \pm 0.0040$	Сью и др. (2020)
$0.2453 \pm 0.0034$	Авер и др. (2021)
$0.2462 \pm 0.0022$	Куричин и др. (2021)
$0.2448 \pm 0.0033$	Валерди и др. (2021)
<b><math>0.2470 \pm 0.0020</math></b>	Настоящая работа
<i>*<math>0.2470 \pm 0.0002</math></i>	Коллаборация Планк (2020)

**Примечание.** Необходимо отметить, что значение  $Y_p$ , представленное в работе (Коллаборация Планк, 2020), в отличие от прямых наблюдений  ${}^4\text{He}$ , рассчитывается с использованием численных кодов первичного нуклеосинтеза с входным параметром  $\Omega_b$ , полученным из анализа анизотропии реликтового излучения.

ных кодов первичного нуклеосинтеза определить один из ключевых космологических параметров — плотность барионов во Вселенной  $\Omega_b$  (выражена в единицах критической плотности  $\rho_{cr} \equiv 3H^2/8\pi G$ ). Сравнение этого значения, полученного для эпохи первичного нуклеосинтеза (первые минуты после Большого Взрыва), со значением, полученным из анализа анизотропии реликтового излучения (400 тыс. лет после Большого Взрыва), является важным инструментом проверки самосогласованности Стандартной космологической модели (возможное несоответствие могло бы указывать на новую физику).

Для определения массовой доли первичного гелия-4 ( $Y_p$ ) наблюдают малометаллические НII регионы в карликовых голубых галактиках (BCD). В таких галактиках темп звездообразования замедлен, поэтому они слабо химически проэволюционировали, таким образом их состав вещества близок к первичному. Поскольку распространенность гелия только увеличивается с течением времени за счет звездного нуклеосинтеза, имеется корреляция между металличностью объекта и содержанием в нем гелия. Поэтому, вычисляя текущую распространенность  ${}^4\text{He}$  ( $Y$ ) и металличность ( $Z$ ) в таких

объектах, можно оценить  $Y_p$ . Для этого строится диаграмма  $Y-O/H$ , где  $O/H$  — относительное содержание кислорода в источнике, выступающее в роли маркера металличности объекта, после чего, экстраполируя построенную зависимость к нулевой металличности, получают оценку  $Y_p$ .

В табл. 1 представлены оценки первичного гелия-4, полученные в последние годы с применением различных методов при анализе зон НII. Существуют также оценки  $Y_p$ , сделанные при применении и других подходов. В работе Кук, Фумагали (2018) был произведен анализ абсорбционного спектра облака межзвездного газа ( $z = 1.724$ ) на луче зрения к квазару HS 1700+6416. Авторы представили оценку  $Y_p = 0.250 \pm 0.033$ . Такой же метод широко используется в настоящее время для оценок распространенности первичного дейтерия (Нотердам и др., 2012; Балашев и др., 2016; Ремер-Соренсен и др., 2017; Кук и др., 2018; Заварыгин и др., 2018). Еще один способ определения  $Y_p$  — изучение эмиссионных радиолиний гелия и водорода, соответствующих переходам между ридберговскими состояниями в близких НII областях. В недавней работе Цивилева и др. (2019) таким образом был получен нижний предел  $Y_p \geq 0.2519 \pm 0.0115$ . Весомым преимуществом этих подходов является практически полное отсутствие систематических эффектов, влияющих на оценки  $n(\text{He})/n(\text{H})$ . С другой стороны, эти методы имеют пока низкую точность по сравнению с традиционным методом определения  $Y_p$ .

В представленной работе мы детально обсуждаем некоторые трудности, возникающие при определении первичной распространенности гелия-4, а также предлагаем способ их устранения.

## СТАНДАРТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ O/H

Металличность объекта, которая нужна для выполнения регрессионного анализа с целью получения оценки  $Y_p$ , может быть определена как сумма распространенностей всех химических элементов тяжелее гелия, имеющихся в НII регионе. Однако массовые доли большей части металлов по отношению к водороду в таких областях составляют величины  $\lesssim 10^{-7}$ , и эмиссионные линии этих элементов трудно наблюдать. Поэтому в качестве характеристики металличности объекта при оценке  $Y_p$  обычно используют кислород. Относительная распространенность кислорода  $O/H$  определяется как сумма распространенностей ионизационных состояний кислорода (для типичных физических условий в НII регионах такими состояниями являются OII и OIII, таким образом,  $O/H = \text{OII}/H + \text{OIII}/H$ ). Для определения распространенности

каждого состояния используется двухзонная температурная модель НII региона. Согласно такому подходу, излучение запрещенных линий OII рождается в ближней окрестности источника ионизирующего излучения и характеризуется температурой электронов межзвездной среды  $T_e(\text{OIII})$ , а излучение запрещенных линий OII рождается в отдаленном слое НII региона, характеризуемом температурой электронов  $T_e(\text{OII})$ . Эти температуры могут быть определены так называемым прямым методом по отношению потоков запрещенных линий соответствующих ионов:  $T_e(\text{OIII})$  определяется отношением потоков  $\lambda 4363/(\lambda 4959 + \lambda 5007)$ , а  $T_e(\text{OII})$  — отношением  $(\lambda 7320 + \lambda 7330)/(\lambda 3726 + \lambda 3729)$  (см., например, Пилюгин и др., 2010). Отметим, что слабые линии [OII]  $\lambda 7320, 7330$  часто недоступны для измерения, поэтому в работах, посвященных определению физических условий в НII регионах,  $T_e(\text{OII})$  чаще всего определяется из соотношений  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ . А именно, в работах Изотов и др. (2014), Фернандез и др. (2018), Сью и др. (2020), Куричин и др. (2021), Авер и др. (2021) для вычисления O/N применялись различные эмпирические соотношения  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ . Только в работах Валерди, Паймберт (2019), Валерди и др. (2021) для восьми НII регионов, где наблюдались все необходимые кислородные линии,  $T_e(\text{OII})$  измерялось прямым методом. Отметим также, что в работах Паймберт и др. (2016) и Валерди, Паймберт (2019) для оценки физических условий и металличности НII регионов авторы проводят детальное моделирование каждого источника. Это позволяет наиболее точно определить характеристики межзвездной среды. Однако этот способ наиболее требователен к качеству исследуемого спектра, поэтому он малоприменим к анализу больших спектроскопических баз данных (в работе Паймберт и др. (2016) используется пять источников, а в работе Валерди, Паймберт (2019) — только один).

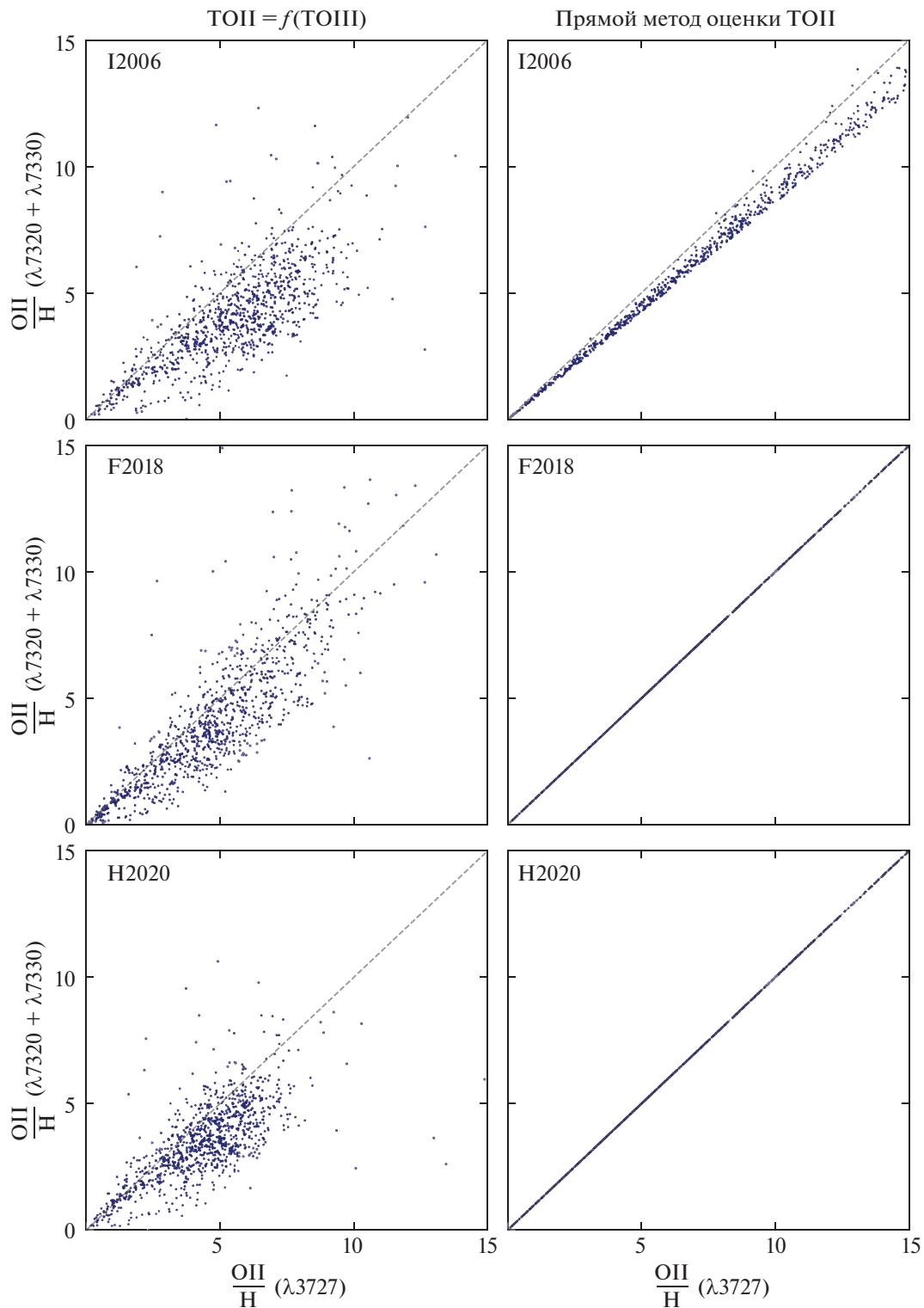
В этой работе мы показываем, что использование соотношений  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$  приводит к систематическому сдвигу определяемой распространенности OII/N, что напрямую влияет на результаты регрессионного анализа для оценки  $Y_p$ . Для корректного определения OII/N необходимо использовать  $T_e(\text{OII})$ , определяемое прямым методом из отношения потоков в линиях [OII]  $(\lambda 3726 + \lambda 3727)/(\lambda 7320 + \lambda 7330)$ . Таким образом, в анализ для определения  $Y_p$  должны отбираться только те источники, в которых эти линии достоверно детектируемы. Мы рассматриваем это как новый важный критерий отбора источников.

### Проблемы стандартного подхода

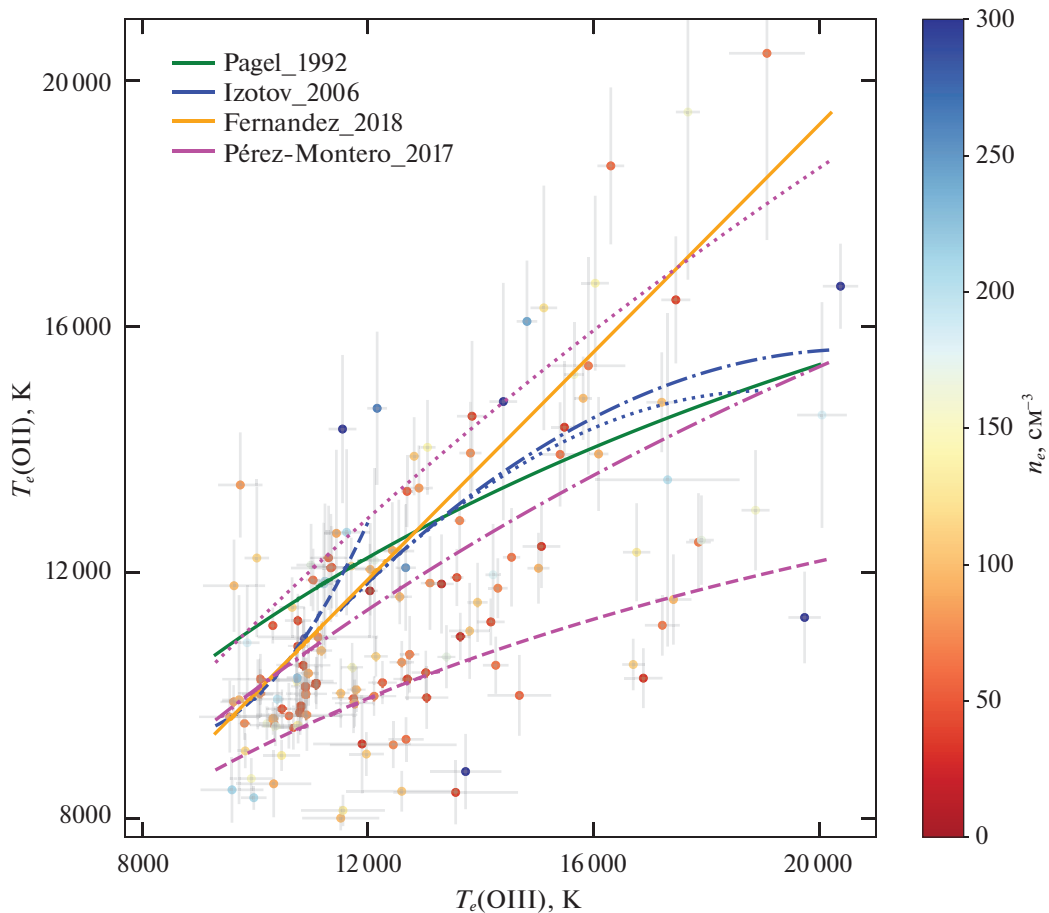
Детальное исследование вопроса определения OII/N показало, что величина OII/N, определяемая по линии  $\lambda 3727$ , рассогласуется с этой же величиной, определяемой по линиям  $\lambda 7320, 7330$ , причем это рассогласование нарастает по мере увеличения металличности (см. левые панели рис. 1). На рис. 1 представлены значения OII/N( $\lambda 3727$ ) и OII/N( $\lambda 7320, 7330$ ), оцененные для источников из баз данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014) и объединенной базы данных источников из каталога SDSS из работ Сью и др. (2020) и Куричин и др. (2021). На левых панелях показаны результаты расчета OII/N по методам, описанным в предыдущем пункте, с использованием соотношений  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ . На правых панелях показаны результаты вычисления OII/N с использованием  $T_e(\text{OII})$ , определенной прямым методом. Для определения температуры прямым методом использовался пакет программ PyNeb (Луридиана и др., 2015), который вычисляет эту температуру на основе моделирования статистического равновесия электронных оболочек иона при известном отношении потоков запрещенных линий. Из диаграмм также следует, что наблюдаемое рассогласование связано с неверно определяемой температурой зоны низкой ионизации. Правые панели демонстрируют, что прямой метод оценки приводит к согласующимся оценкам металличности по разным линиям. Отметим, что использование для вычисления OII/N  $T_e(\text{OII})$ , посчитанной прямым способом, не полностью устраняет рассогласование в измерении OII/N( $\lambda 3727$ ) и OII/N( $\lambda 7320, 7330$ ) по методу из работы Изотов и др. (2006). Это связано с тем, что в данном методе для вычисления O/N используются формулы, полученные на старых атомных данных (см. Изотов и др., 2006, для подробностей). При этом в других методах для вычисления металличности источника применяется пакет программ PyNeb (Луридиана и др., 2015), в котором используются актуальные атомные данные, что приводит к очень хорошему согласованию оценок OII/N по разным линиям OII.

### КОРРЕКТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ O/N

На рис. 2 представлена диаграмма  $T_e(\text{OII}) - T_e(\text{OIII})$ , построенная по источникам из каталогов HeBCD и SDSS, в которых обе температуры были вычислены прямым методом. В дополнение, каждая точка отмечена цветом, соответствующим измеренной концентрации электронов в этом объекте. Оценки температур и концентраций были



**Рис. 1.** Распределение оценок  $\text{OII}/\text{H}$  по линиям  $[\text{OII}]\lambda 3727$  и  $\lambda 7320, 7330$  в источниках из баз данных HeBCD+NIR и SDSS с использованием различных методик из литературы. На верхних панелях представлены оценки, полученные методом из статьи Изотова и др. (2006), на центральных — оценки, полученные методом из статьи Сю и др. (2020), на нижних — оценки, полученные методом из статьи Фернандеза и др. (2018). На рисунке видно существенное рассогласование в оценках  $\text{OII}/\text{H}$  при использовании соотношений  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$  (левые панели), которое устраняется при определении  $T_e(\text{OII})$  прямым методом (правые панели).

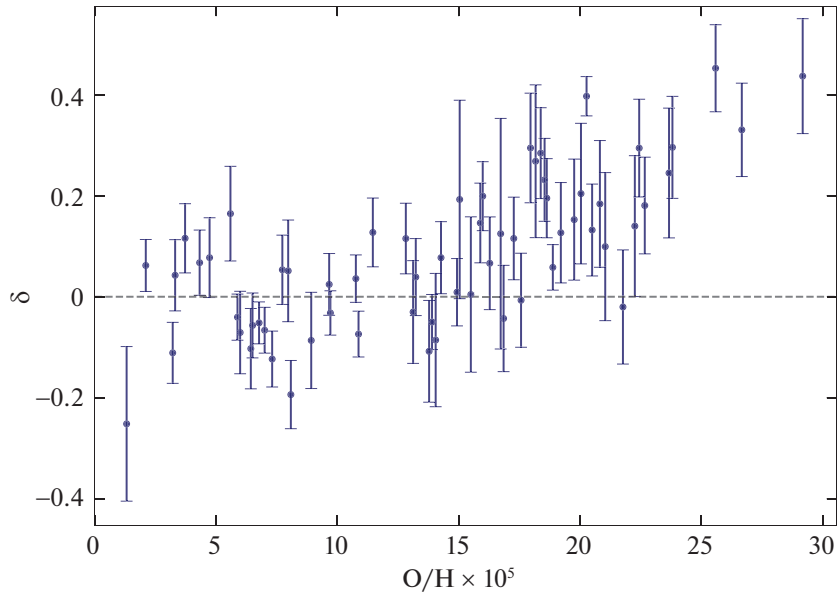


**Рис. 2.** Оценки температур  $T_e(\text{OII})$ ,  $T_e(\text{OIII})$  Н II областей из каталога SDSS и базы данных HeVCD. Цвета точек показывают измеренные  $n_e$  в этих объектах. Сплошными линиями представлены формулы связи  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$  из работ Пейджела и др. (1992), Фернандеза и др. (2018). Штрихпунктирная, пунктирная и штриховая синие линии соответствуют соотношениям для низкометаллических, среднеметаллических и высокометаллических объектов из работы Изотова и др. (2006). Пунктирная, штрихпунктирная и штриховая пурпурные линии соответствуют соотношениям из работы Перес-Монтеро (2017) для  $n_e = 30, 120, 300 \text{ cm}^{-3}$ .

получены с помощью пакета программ PyNeb (Лурдидиана и др., 2015). Также на рисунке представлены различные формулы  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ , используемые в литературе. Из рис. 2 видно, что между  $T_e(\text{OII})$  и  $T_e(\text{OIII})$  есть определенная корреляция (с ростом температуры зоны высокой ионизации растет и температура зоны низкой ионизации), однако ни одно из используемых соотношений не может описать ее в полной мере. Аналогичные диаграммы  $T_e(\text{OII})-T_e(\text{OIII})$  для разных наборов объектов ранее были представлены в работах Князева и др. (2004), Изотова и др. (2006), Хагеле и др. (2006, 2007), и в каждом случае наблюдается такой же сильный разброс точек. В качестве возможного решения проблемы в работе Перес-Монтеро (2017) были представлены формулы вида  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}), n_e)$ . Однако, как следует из рис. 2, эти соотношения также не могут в полной мере решить эту проблему (точки с высокими  $n_e$

лежат как выше, так и ниже этих кривых, аналогично и для низких  $n_e$ ). Таким образом, для задачи определения распространенности первичного  ${}^4\text{He}$  использование соотношений  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$  нежелательно. Вместо этого лучше использовать прямой метод определения  $T_e(\text{OII})$ .

Отметим, что использование каких-либо соотношений между  $T_e(\text{OIII})$  и  $T_e(\text{OII})$  может приводить к недооценке ошибок в определяемой  $T_e(\text{OII})$ . Это происходит потому, что ошибка в  $T_e(\text{OII})$  в этом случае полностью определяется ошибкой в  $T_e(\text{OIII})$ , которая зачастую значительно меньше. Если же оценивать  $T_e(\text{OII})$  прямым методом по отношению линий [OII], то ошибка  $T_e(\text{OII})$  будет определяться ошибками в потоках в линиях [OII], которые могут быть существенно больше, чем в линиях [OIII]. Так, например, оценка металличности в объекте Leo P O/H =  $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$  (Авер и др., 2021) в сравнении с нашей оценкой O/H =



**Рис. 3.** Смещение оценок  $O/H$  для исследуемых объектов (табл. 2 и 3). Величина  $\delta$  определяется следующим соотношением:  $\delta = \frac{O/H - O/H_{old}}{O/H}$ , где  $O/H$  обозначает величины, полученные с использованием  $T_e(OII)$ , вычисленного прямым методом, а  $O/H_{old}$  обозначает оценки с использованием соотношения  $T_e(OII) = f(T_e(OIII))$  (для примера взято соотношение из работы Пэйджел и др., 1992, используемое в одной из последних работ по определению  $Y_p$ , Сью и др., 2020).

$= (1.98 \pm 0.99) \times 10^{-5}$  (полученной прямым методом) демонстрирует ошибку в 10 ниже, что является следствием недооценки ошибки в  $T_e(OII)$ . На рис. 3 представлены расчеты смещений в оценках  $O/H$  для объектов из табл. 2 и 3 двумя способами.

Исходя из сказанного выше, мы заключаем, что для получения корректной оценки металличности  $Y_p$  региона в контексте задачи определения  $Y_p$  необходимо вычислять обе температуры  $T_e(OII)$  и  $T_e(OIII)$  прямым способом, используя отношения потоков запрещенных линий  $[OII] (\lambda 7320 + \lambda 7330) / (\lambda 3726 + \lambda 3729)$  и  $[OIII] \lambda 4363 / (\lambda 4959 + \lambda 5007)$ . Это приводит к дополнительному новому критерию отбора источников для анализа — в спектрах источников должны быть представлены достоверно детектируемые указанные линии кислорода. Для определения физических свойств межзвездной среды (температуры и концентрации электронов) и металличности предпочтительнее моделировать статистическое и ионизационное равновесие в межзвездной среде, а не использовать полуэмпирические формулы для  $T_e$ ,  $n_e$  и  $O/H$ .

### ФОРМИРОВАНИЕ ВЫБОРКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ $Y_p$

Для определения распространенности первичного  ${}^4\text{He}$  с учетом всех описанных выше изменений были пересмотрены спектроскопические базы данных с объектами, представленными в работе Куричина и

др. (2021). База данных SDSS объектов включала в себя 588 объектов, из которых были отобраны только те, в чьих спектрах представлены все необходимые для анализа линии гелия, водорода и металлов. Поскольку спектрограф телескопа SDSS имеет полосу пропускания 3800–9200 Å (Агуадо и др., 2019), для анализа отбирались только объекты с красным смещением  $0.020 \leq z \leq 0.255$ , так как в спектрах таких объектов одновременно могут быть измерены линии  $[OII] \lambda 3727$  и  $\lambda 7320 + 7330$ . Из 588 объектов только 161 объект удовлетворяет этому критерию. На следующем шаге из этих 161 объектов отбираются те, в спектрах которых необходимые для анализа линии достоверно детектируются и могут быть измерены (поток линии детектируется на уровне  $\geq 3\sigma$ ). Прежде всего это касается слабых линий, таких как  $\text{HeI} \lambda 4026$  и  $\lambda 7065$ , а также линий  $[OIII] \lambda 4363$  и  $[OII] \lambda 7320 + 7330$ . Применение этого критерия оставляет для дальнейшего анализа 85 объектов.

Для определения физических условий и текущей распространенности  ${}^4\text{He}$  ( $Y$ ) в объекте используется фотоионизационная модель, описанная в статье Куричин и др. (2021). Металличность отобранных объектов определялась с помощью пакета PyNeb (Луридиана и др., 2015), при этом температуры обеих зон ионизации определялись прямым способом. Для регрессионного анализа на основе статистического критерия  $\chi^2$  мы отобрали те объекты, которые удовлетворительно описываются исполь-

Таблица 2. Объекты из базы данных SDSS (Куричин и др., 2021), отобранные для финального анализа

№	Объект	O/H $\times 10^5$	$y$	$Y$	$\chi^2$
1	J0147+1356	7.31 $\pm$ 0.30	0.0872 $\pm$ 0.0061	0.2582 $\pm$ 0.0133	0.70
2	J0729+3950	14.05 $\pm$ 1.43	0.0924 $\pm$ 0.0067	0.2690 $\pm$ 0.0143	0.47
3	J0806+1949	16.85 $\pm$ 1.35	0.0875 $\pm$ 0.0034	0.2584 $\pm$ 0.0075	0.90
4	J0817+5202	23.67 $\pm$ 2.82	0.0870 $\pm$ 0.0075	0.2569 $\pm$ 0.0165	2.93
5	J0825+3607	15.89 $\pm$ 1.28	0.0844 $\pm$ 0.0051	0.2515 $\pm$ 0.0113	2.84
6	J0840+4707	7.60 $\pm$ 0.35	0.0862 $\pm$ 0.0040	0.2560 $\pm$ 0.0088	2.00
7	J0844+0226	17.27 $\pm$ 1.40	0.0857 $\pm$ 0.0035	0.2544 $\pm$ 0.0077	2.72
8	J0845+5308	18.63 $\pm$ 1.54	0.0860 $\pm$ 0.0070	0.2549 $\pm$ 0.0154	1.10
9	J0851+5841	6.26 $\pm$ 0.35	0.0822 $\pm$ 0.0060	0.2471 $\pm$ 0.0135	3.32
10	J0907+5327	19.76 $\pm$ 2.14	0.0815 $\pm$ 0.0046	0.2448 $\pm$ 0.0105	2.92
11	J0928+3808	13.12 $\pm$ 1.05	0.0835 $\pm$ 0.0044	0.2498 $\pm$ 0.0098	1.19
12	J0950+0042	15.50 $\pm$ 2.21	0.0836 $\pm$ 0.0056	0.2499 $\pm$ 0.0125	2.79
13	J1024+0525	7.73 $\pm$ 0.52	0.0829 $\pm$ 0.0036	0.2487 $\pm$ 0.0080	2.19
14	J1033+0708	29.18 $\pm$ 4.95	0.0906 $\pm$ 0.0043	0.2644 $\pm$ 0.0092	3.93
15	J1051+1538	16.93 $\pm$ 0.69	0.0855 $\pm$ 0.0059	0.2540 $\pm$ 0.0130	3.13
16	J1053+1247	14.27 $\pm$ 0.98	0.0888 $\pm$ 0.0050	0.2614 $\pm$ 0.0108	0.89
17	J1100+4301	15.99 $\pm$ 1.19	0.0840 $\pm$ 0.0062	0.2507 $\pm$ 0.0138	3.49
18	J1105+4445	16.28 $\pm$ 1.44	0.0844 $\pm$ 0.0039	0.2516 $\pm$ 0.0087	1.51
19	J1135+4400	17.57 $\pm$ 1.20	0.0849 $\pm$ 0.0080	0.2526 $\pm$ 0.0178	3.11
20	J1140-0025	16.73 $\pm$ 3.04	0.0833 $\pm$ 0.0084	0.2491 $\pm$ 0.0188	1.54
21	J1143+5330	22.67 $\pm$ 2.03	0.0892 $\pm$ 0.0073	0.2618 $\pm$ 0.0158	2.97
22	J1143+6807	18.38 $\pm$ 1.86	0.0844 $\pm$ 0.0041	0.2515 $\pm$ 0.0091	0.29
23	J1149+3502	26.67 $\pm$ 2.83	0.0858 $\pm$ 0.0046	0.2542 $\pm$ 0.0101	3.02
24	J1200+1343	13.78 $\pm$ 0.96	0.0894 $\pm$ 0.0046	0.2627 $\pm$ 0.0100	3.32
25	J1225+3725	6.43 $\pm$ 0.40	0.0818 $\pm$ 0.0054	0.2463 $\pm$ 0.0122	3.83
26	J1227+5139	20.82 $\pm$ 2.55	0.0881 $\pm$ 0.0050	0.2594 $\pm$ 0.0110	3.23
27	J1249+4743	13.23 $\pm$ 0.88	0.0823 $\pm$ 0.0062	0.2469 $\pm$ 0.0141	0.14
28	J1250+0606	18.17 $\pm$ 3.45	0.0856 $\pm$ 0.0082	0.2542 $\pm$ 0.0182	2.17
29	J1301+1240	20.04 $\pm$ 2.63	0.0893 $\pm$ 0.0050	0.2621 $\pm$ 0.0109	1.24
30	J1322+0130	22.26 $\pm$ 3.12	0.0869 $\pm$ 0.0048	0.2568 $\pm$ 0.0105	2.59
31	J1335+0414	21.04 $\pm$ 2.38	0.0853 $\pm$ 0.0058	0.2534 $\pm$ 0.0128	2.86
32	J1347+6202	15.04 $\pm$ 2.78	0.0818 $\pm$ 0.0077	0.2458 $\pm$ 0.0175	1.58
33	J1424+2257	5.59 $\pm$ 0.59	0.0827 $\pm$ 0.0063	0.2483 $\pm$ 0.0142	2.78

Таблица 2. Окончание

№	Объект	O/H $\times 10^5$	$y$	Y	$\chi^2$
34	J1426+6300	18.54 $\pm$ 1.77	0.0839 $\pm$ 0.0061	0.2504 $\pm$ 0.0136	1.80
35	J1430+0643	21.77 $\pm$ 2.03	0.0861 $\pm$ 0.0047	0.2551 $\pm$ 0.0103	2.16
36	J1448–0111	12.82 $\pm$ 0.93	0.0889 $\pm$ 0.0055	0.2617 $\pm$ 0.0120	2.50
37	J1509+3732	6.48 $\pm$ 0.30	0.0827 $\pm$ 0.0031	0.2483 $\pm$ 0.0070	3.66
38	J1510+3732	6.50 $\pm$ 0.32	0.0845 $\pm$ 0.0035	0.2522 $\pm$ 0.0078	2.81
39	J1517–0008	25.59 $\pm$ 3.65	0.0846 $\pm$ 0.0072	0.2515 $\pm$ 0.0160	0.19
40	J1538+5842	22.44 $\pm$ 2.57	0.0848 $\pm$ 0.0063	0.2522 $\pm$ 0.0140	2.87
41	J1557+2321	20.50 $\pm$ 1.88	0.0865 $\pm$ 0.0034	0.2561 $\pm$ 0.0075	2.95
42	J2115–0800	19.21 $\pm$ 1.79	0.0889 $\pm$ 0.0061	0.2614 $\pm$ 0.0133	2.26
43	J2329–0110	17.96 $\pm$ 2.45	0.0856 $\pm$ 0.0097	0.2542 $\pm$ 0.0215	3.51

зуемой фотоионизационной моделью ( $\chi^2 \leq 4$ , что соответствует уровню достоверности в 95% для одной степени свободы). Таким образом, для регрессионного анализа были отобраны 43 объекта (для сравнения, в предыдущей нашей работе без использования нового критерия в финальную выборку входило 100 объектов). Металличность, текущая относительная объемная концентрация  $^4\text{He}$  ( $y = n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ ), текущая распространенность  $^4\text{He}$  (Y) и  $\chi^2$  для этих объектов представлены в табл. 2.

В дополнение к выборке SDSS объектов мы использовали спектральную базу данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014). Она содержит в себе оптические спектры 83 независимых III регионов (база данных HeBCD), а также измеренные потоки ИК-линий HeI  $\lambda 10830$  и  $\text{P}\gamma$  (Изотов и др., 2014). Мы добавили в анализ экстремально низкометаллический объект Leo P, спектр которого представлен в статьях Скиллмана и др. (2013), Авера и др. (2021). Из этих объектов мы отобрали те, в которых имеются линии кислорода и гелия, необходимые для анализа. Получившаяся выборка состоит из спектров 48 объектов, в которых были определены физические условия, металличность и текущая распространенность  $^4\text{He}$ . По критерию  $\chi^2$  из выборки для дальнейшего регрессионного анализа было отобрано 26 объектов, которые представлены в табл. 3. Отметим, что для тех источников из выборки, которые имеют измеренную ИК-линию HeI  $\lambda 10830$ , модель имеет две степени свободы, поэтому для таких объектов используется критерий  $\chi^2 \leq 6$ . Таким образом, финальная выборка состоит из 69 объектов (43 объекта из каталога SDSS,

25 объектов из базы данных HeBCD+NIR и объект Leo P).

## РЕГРЕССИОННЫЙ АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Распространенности  $^4\text{He}$  для 69 объектов из финальной выборки представлены на рис. 4 вместе с измеренными металличностями этих объектов (верхняя панель). Для них выполнен регрессионный анализ  $Y\text{--}O/H$  в соответствии со следующим соотношением:

$$Y = Y_p + \frac{dY}{d(O/H)} \times O/H. \quad (1)$$

Для определения значений параметров регрессии, а также их ошибок использовался метод Монте-Карло по схеме Марковских цепей (MCMC). Были получены следующие оценки на  $Y_p$  и наклон:

$$Y_p = 0.2471 \pm 0.0020 \quad (2)$$

$$\text{и } \frac{dY}{d(O/H)} = 49 \pm 14.$$

В недавней работе Сюю и др. (2020) для регрессионного анализа авторы предложили использовать не массовую распространенность гелия Y, а отношение объемных концентраций гелия к водороду  $y$ , которые связаны следующим соотношением:

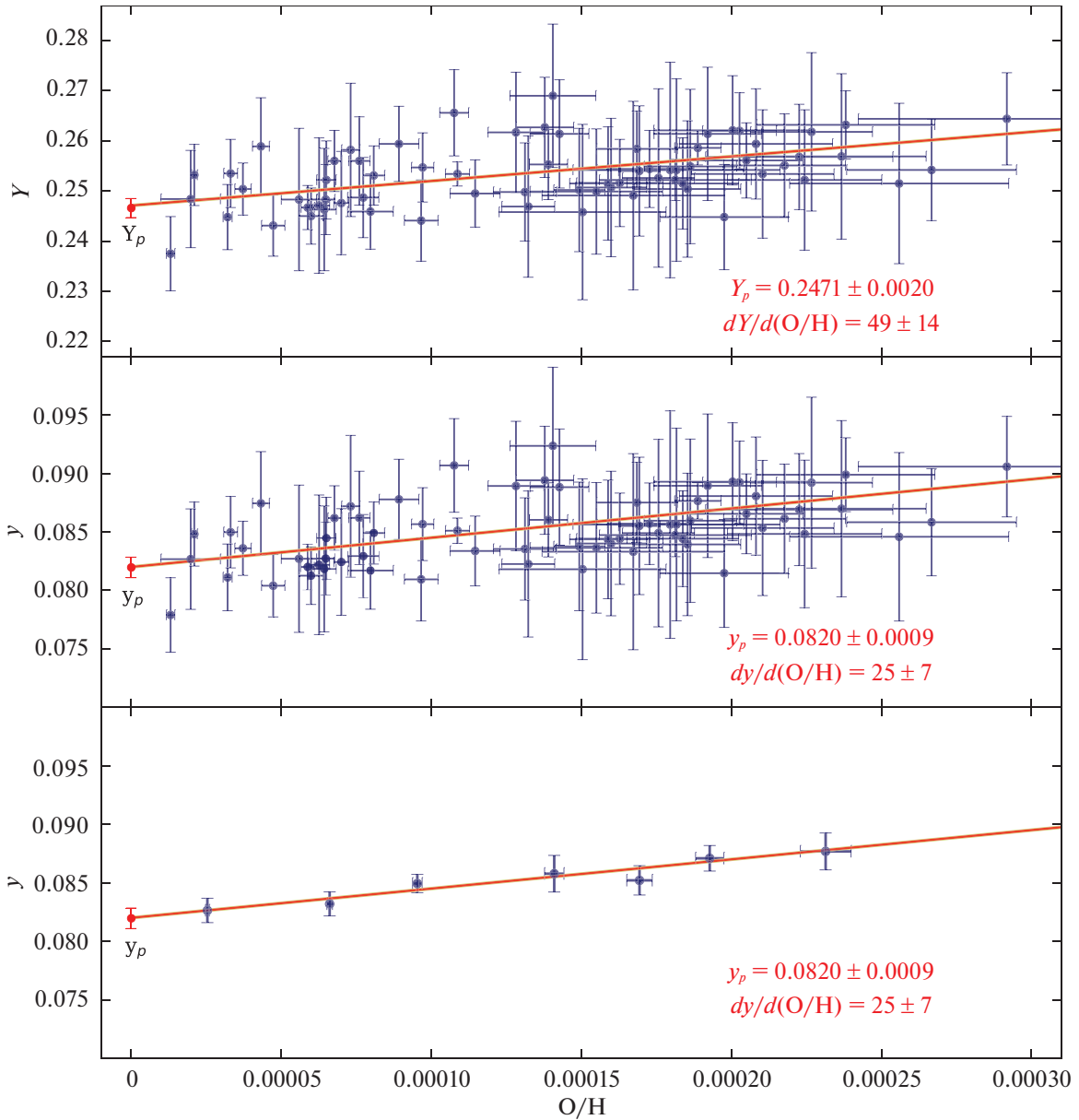
$$Y = \frac{4y(1-Z)}{1+4y}, \quad (3)$$



Таблица 3. Объекты из базы данных HeVCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014), отобранные для финального анализа

№	Объект	$O/H \times 10^5$	$y$	$Y$	$\chi^2$
1	HS 0122+0743	$4.32 \pm 0.28$	$0.0874 \pm 0.0044$	$0.2589 \pm 0.0097$	0.69
2	HS 0811+4913	$9.66 \pm 0.56$	$0.0809 \pm 0.0036$	$0.2441 \pm 0.0081$	1.79
3	HS 1213+3636A	$23.81 \pm 2.97$	$0.0899 \pm 0.0032$	$0.2632 \pm 0.0068$	3.38
4	HS 1214+3801	$10.76 \pm 0.48$	$0.0907 \pm 0.0040$	$0.2656 \pm 0.0086$	2.31
5	HS 2359+1659	$14.93 \pm 0.85$	$0.0838 \pm 0.0055$	$0.2502 \pm 0.0123$	2.35
6	I Zw 18 SE <sup>1</sup>	$1.31 \pm 0.14$	$0.0779 \pm 0.0032$	$0.2375 \pm 0.0074$	0.36
7	Leo P <sup>1</sup>	$1.98 \pm 0.77$	$0.0827 \pm 0.0043$	$0.2484 \pm 0.0097$	1.61
8	Mrk 59 <sup>1</sup>	$9.71 \pm 0.37$	$0.0857 \pm 0.0031$	$0.2547 \pm 0.0069$	0.80
9	Mrk 71 <sup>1</sup>	$6.77 \pm 0.22$	$0.0862 \pm 0.0028$	$0.2560 \pm 0.0061$	1.68
10	Mrk 209 <sup>1</sup>	$5.88 \pm 0.22$	$0.0820 \pm 0.0019$	$0.2467 \pm 0.0044$	0.23
11	Mrk 450 <sup>1</sup>	$13.90 \pm 0.64$	$0.0860 \pm 0.0032$	$0.2553 \pm 0.0070$	3.01
12	Mrk 1315 <sup>1</sup>	$18.88 \pm 0.77$	$0.0876 \pm 0.0016$	$0.2586 \pm 0.0034$	1.13
13	Mrk 1329 <sup>1</sup>	$20.27 \pm 1.23$	$0.0892 \pm 0.0035$	$0.2620 \pm 0.0076$	3.78
14	SBS 0335–052 E <sup>1</sup>	$2.10 \pm 0.10$	$0.0848 \pm 0.0027$	$0.2532 \pm 0.0061$	1.03
15	SBS 0917+527	$7.97 \pm 0.76$	$0.0817 \pm 0.0033$	$0.2459 \pm 0.0075$	0.51
16	SBS 0940+544 2 <sup>1</sup>	$3.31 \pm 0.23$	$0.0850 \pm 0.0031$	$0.2535 \pm 0.0068$	0.37
17	SBS 0946+558	$11.46 \pm 0.83$	$0.0834 \pm 0.0030$	$0.2495 \pm 0.0067$	1.61
18	SBS 1030+583 <sup>1</sup>	$5.99 \pm 0.41$	$0.0813 \pm 0.0025$	$0.2450 \pm 0.0056$	1.29
19	SBS 1054+365	$8.92 \pm 0.66$	$0.0878 \pm 0.0034$	$0.2594 \pm 0.0075$	0.69
20	SBS 1135+581 <sup>1</sup>	$10.87 \pm 0.40$	$0.0851 \pm 0.0011$	$0.2534 \pm 0.0024$	4.70
21	SBS 1152+579 <sup>1</sup>	$7.00 \pm 0.25$	$0.0824 \pm 0.0046$	$0.2476 \pm 0.0103$	1.49
22	SBS 1211+540	$4.73 \pm 0.39$	$0.0804 \pm 0.0027$	$0.2431 \pm 0.0061$	3.97
23	SBS 1222+614 <sup>1</sup>	$8.08 \pm 0.36$	$0.0849 \pm 0.0027$	$0.2531 \pm 0.0059$	3.27
24	Tol 1214–277 <sup>1</sup>	$3.72 \pm 0.27$	$0.0836 \pm 0.0023$	$0.2504 \pm 0.0052$	2.48
25	Tol 65 <sup>1</sup>	$3.21 \pm 0.15$	$0.0811 \pm 0.0029$	$0.2448 \pm 0.0065$	0.60
26	UM 311 <sup>1</sup>	$18.13 \pm 2.53$	$0.0847 \pm 0.0018$	$0.2522 \pm 0.0041$	0.29

<sup>1</sup> Для этого объекта есть измеренная ИК-линия  $\lambda 10830$  в статье Изотова и др. (2014).<sup>2</sup> Спектр для этого объекта представлен в статье Авер и др. (2021).



**Рис. 4.** Диаграмма  $Y$ – $O/H$  (верхняя панель) и  $y$ – $O/H$  (центральная панель) для источников из табл. 2 и 3. Красным цветом обозначены регрессионные прямые и оценки на значение  $Y_p$  и  $y_p$ . На нижней панели представлена та же регрессионная прямая, что и на центральной панели, но вся выборка разбита на одинаковые по размеру бины, в каждом из которых сосчитана средневзвешенная точка для лучшей визуализации.

где  $Z$  — полная металличность объекта. Связь  $O/H$  с  $Z$  задается формулой  $Z = C \times O/H$ . В работах, посвященных определению  $Y_p$ , обычно для всех объектов берут  $C = 20$  (Пэйджел и др., 1992). Коэффициент  $C$  определяется ходом химической эволюции каждой конкретной галактики, и поэтому, в действительности, для каждого источника он должен быть свой. Использование отношения объемных концентраций гелия к водороду  $y$  вместо массовой доли  $Y$  позволяет устранить описанную зависимость от неопределенного  $Z$ . Тогда в регрессионном анализе для соотношения  $y$ – $O/H$

вместо величины  $Y_p$  будет определяться величина  $y_p$ , которая не имеет модельной зависимости от  $Z$  и связана с  $Y_p$  следующим соотношением:

$$Y_p = \frac{4y_p}{1 + 4y_p}. \quad (4)$$

На центральной панели рис. 4 представлено распределение  $y$ – $O/H$  для объектов SDSS и HeBCD. Проводя регрессионный анализ выборки MCMC процедурой, были получены следующие

результаты:

$$y_p = 0.0820 \pm 0.0009 \quad \text{и} \quad \frac{dy}{d(O/H)} = 25 \pm 7. \quad (5)$$

Произведя пересчет  $y_p$  в  $Y_p$  по формуле (4), мы получили оценку на  $Y_p$ :

$$Y_p = 0.2470 \pm 0.0020. \quad (6)$$

Результаты хорошо согласуются с нашей предыдущей оценкой  $Y_p = 0.2462 \pm 0.0022$ . Несмотря на то что использованная для оценки  $Y_p$  выборка данных в этой статье меньше, чем использованная в статье Куричин и др. (2021) (120 объектов в работе Куричин и др., 2021, против 69 в настоящей работе), корректное вычисление O/H для объектов из выборки позволило уменьшить внутренний разброс в выборке, и определить регрессионные параметры с более высокой точностью. Полученная оценка также хорошо согласуется с оценками  $Y_p$ , полученными в исследованиях других научных групп (см. табл. 1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ методов определения металличности III регионов, которые использовались в различных работах, посвященных определению распространенности первичного  ${}^4\text{He}$ .

- Показано, что использование различных линий одного и того же иона кислорода OII для определения распространенности этого ионизационного состояния дает несогласующиеся результаты для всех исследованных способов. Причина этого рассогласования — неверное определение температуры зоны низкой ионизации в III регионе  $T_e(\text{OII})$ , которая во всех работах определялась косвенно через температуру зоны высокой ионизации  $T_e(\text{OIII})$ .
- Показано, что использование эмпирических соотношений  $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$  смещает оценку металличности объекта и приводит к неправильной (заниженной) ошибке ее определения.
- Для получения корректной оценки OII/H необходимо определять  $T_e(\text{OII})$  прямым методом (аналогично тому, по которому определяется  $T_e(\text{OIII})$ ) из отношения линий [OII]( $\lambda 3726 + \lambda 3729$ )/( $\lambda 7320 + \lambda 7330$ ). Из этого требования следует новый дополнительный критерий отбора источников для оценки  $Y_p$  — в спектрах исследуемых объектов должны быть достоверно детектируемые обозначенные линии [OII].

С использованием нового критерия отбора вместе с критериями, описанными в нашей предыдущей работе (Куричин и др., 2021), к базе данных источников SDSS (Куричин и др., 2021) и базе данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014) было отобрано 69 объектов для оценки  $Y_p$ . Выполнив регрессионный анализ финальной выборки, мы получили оценку  $Y_p = 0.2470 \pm 0.0020$ , которая хорошо согласуется с нашей предыдущей оценкой  $Y_p = 0.2462 \pm 0.0022$  (Куричин и др., 2021), а также с другими независимыми оценками (см. табл. 1). При этом важно отметить, что полученная точность оценки  $Y_p$  в этой работе выше аналогичной величины из работы Куричин и др. (2021), хотя для проведения регрессионного анализа использовалось почти в два раза меньшее количество источников. Это является следствием применения модифицированного способа определения металличности, который уменьшил внутренний разброс данных в исследуемой выборке, позволив более корректно определить  $Y_p$  и наклон  $dY/d(O/H)$ .

Представленная оценка также согласуется с оценкой, полученной из анализа анизотропии реликтового излучения с применением двух различных численных кодов первичного нуклеосинтеза:  $Y_p = 0.2470 \pm 0.0002$  (Коллаборация Планк, 2020). Последнее важно для построения самосогласованной Стандартной космологической модели, поскольку полученные оценки относятся к разным космологическим эпохам (возможное рассогласование могло бы указывать на новую физику).

Дальнейший анализ данных из открытого каталога SDSS предложенным способом приведет к существенному улучшению оценки  $Y_p$  и потенциально позволит достичь точности в определении  $\eta$ , сравнимой с точностью ее определения по первичному дейтерию D/H.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00301.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **07**, 011 (2015).
2. Авер и др. (E. Aver, D.A. Berg, K.A. Olive, R.W. Pogge, J.J. Salzer, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 027 (2021).
3. Агуадо и др. (D.S. Aguado, R. Ahumada, A. Almeida, S.F. Anderson, B.H. Andrews, B. Anguiano, E. Aquino Ortíz, A. Aragón-Salamanca, et al.), *Astrophys. J. Suppl.* **240**, 23 (2019).
4. Балашев и др. (S.A. Balashev, E.O. Zavarygin, A.V. Ivanchik, K.N. Telikova, and D.A. Varshalovich), *MNRAS* **458**, 2188 (2016).
5. Валерди, Паймберт (M. Valerdi and A. Peimbert), eprint arXiv:1905.05102 (2019).

6. Валерди и др. (M. Valerdi, A. Peimbert, and M. Peimbert), *MNRAS* **505**, 3624 (2021).
7. Заварыгин и др. (E.O. Zavarygin, J.K. Webb, V. Dumont, and S. Riemer-Sørensen), *MNRAS* **477**, 5536 (2018).
8. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and V.A. Lipovetsky), *Astrophys. J.* **435**, 647 (1994).
9. Изотов и др. (Y.I. Izotov, G. Stasińska, G. Meynet, N.G. Guseva, and T.X. Thuan), *Astron. Astrophys.* **448**, 955 (2006).
10. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and G. Stasińska), *Astrophys. J.* **662**, 15 (2007).
11. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and N.G. Guseva), *MNRAS* **445**, 778 (2014).
12. Коллаборация Планк (Planck Collaboration et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020).
13. Кук и др. (R.J. Cooke, M. Pettini, and C.C. Steidel), *Astrophys. J.* **855**, 102 (2018).
14. Кук, Фумагали (R.J. Cooke and M. Fumagalli), *Nature Astron.* **2**, 957 (2018).
15. Куричин и др. (O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, S.A. Balashev, and A.V. Ivanchik), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 3045 (2021).
16. Луридиана и др. (V. Luridiana, C. Morisset, and R.A. Shaw), *Astron. Astrophys.* **573**, A42 (2015).
17. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, S. López, V. Dumont, C. Ledoux, P. Molaro, and P. Petitjean), *Astron. Astrophys.* **542**, L33 (2012).
18. Пилюгин и др. (L.S. Pilyugin, J.M. Vilchez, B. Cedres, and T.X. Thuan), *MNRAS* **403**, 896 (2010).
19. Пэйджел и др. (B.E.J. Pagel, E.A. Simonson, R.J. Terlevich, and M.G. Edmunds), *MNRAS* **255**, 325 (1992).
20. Перес-Монтеро (E. Pérez-Montero), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **129**, 974 (2017).
21. Перес-Монтеро, Диас (E. Pérez-Montero and A.I. Díaz), *MNRAS* **346**, 105 (2003).
22. Паймберт и др. (A. Peimbert, M. Peimbert, and V. Luridiana), *Rev. Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **52**, 419 (2016).
23. Реме́р-Соре́нсен и др. (S. Riemer-Sørensen, S. Kotuš, J.K. Webb, K. Ali, V. Dumont, M.T. Murphy, and R.F. Carswell), *MNRAS* **468**, 3239 (2017).
24. Скиллман и др. (E.D. Skillman, J.J. Salzer, D.A. Berg, R.W. Pogge, N.C. Haurberg, J.M. Cannon, E. Aver, K.A. Olive, et al.), *Astron. J.* **146**, 3 (2013).
25. Сю и др. (T. Hsu, R.J. Cooke, J.X. Prochaska, and M. Bolte), *Astrophys. J.* **896**, 77 (2020).
26. Фернандез и др. (V. Fernández, E. Terlevich, A.I. Díaz, R. Terlevich, and F.F. Rosales-Ortega), *MNRAS* **478**, 5301 (2018).
27. Фернандез и др. (V. Fernández, E. Terlevich, A.I. Díaz, and R. Terlevich), *MNRAS* **487**, 3221 (2019).
28. Хегеле и др. (G.F. Hägele, E. Pérez-Montero, A.I. Díaz, E. Terlevich, and R. Terlevich), *MNRAS* **372**, 293 (2006).
29. Хегеле и др. (G.F. Hägele, A.I. Díaz, E. Terlevich, et al.), *MNRAS* **383**, 209 (2007).
30. Цивилев А.П., Краснов В.В., Логвиненко С.В., Письма в Астрон. журн. **45**, 24 (2019) [А.П. Tsivilev, V.V. Krasnov, S.V. Logvinenko, *Astron. Lett.* **45**, 20 (2019)].

## МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2021 г. В. С. Бескин<sup>1,2\*</sup>, Д. С. Загоруля<sup>2</sup>, А. Ю. Истомина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 01.09.2021 г.

После доработки 06.10.2021 г.; принята к публикации 07.10.2021 г.

Для двух моделей эволюции радиопульсаров, соответствующих различным направлениям эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения  $\chi$  (в сторону малых углов  $\sim 0^\circ$  или углов, близких к  $90^\circ$ ), оценивается функция рождения нейтронных звезд по величине магнитного поля  $B$ . Показано, что для обеих моделей при магнитных полях  $B > 10^{12}$  Гс она имеет степенной вид с изломом в районе  $10^{13}$  Гс. При этом, однако, число рождаемых пульсаров со сверхсильным магнитным полем  $B > 10^{14}$  Гс в первой модели оказывается на порядок меньше, чем во второй.

*Ключевые слова:* радиопульсары, эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010821100016

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что пятьдесят лет интенсивных исследований не привели к полному пониманию природы многих ключевых процессов, происходящих в магнитосфере радиопульсаров (Манчестер, Тейлор, 1977; Лайн, Грэм-Смит, 2012; Лоример, Крамер, 2012). Мы до сих пор не знаем ни механизма когерентного радиоизлучения, ни, например, ответа на ключевой вопрос эволюции (в область малых или больших, порядка  $90^\circ$ ) угла наклона магнитной оси к оси вращения. В частности, это связано с тем, что нам плохо известны распределения по начальным значениям периодов  $P$ , углов наклона  $\chi$  и магнитных полей  $B$  (Попов, Прохоров, 2007). Поэтому при статистическом анализе наличие нескольких фактически свободных функций не позволяет сделать уверенные выводы о характере эволюции нейтронных звезд. В итоге, несмотря на многочисленные попытки (Тейлор, Манчестер, 1977; Нараян, Острайкер, 1990; Регинбау, де Фрейтас Пачеко, 2001; Фоше-Жигье, Каспи, 2006; Гулон и др., 2014, 2015; Арзамасский и др., 2017), до сих пор не удалось сформулировать общепринятый тест, позволяющий определить направление эволюции угла наклона  $\chi$  (см., однако, Новоселов и др., 2020).

В этой работе мы показываем, что в предположении о независимости начальных значений  $P$ ,  $\chi$  и  $B$  анализ распределения пульсаров с малыми периодами  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  позволяет достаточно

уверенно определить функцию рождения пульсаров по магнитному полю  $Q_B(B)$ , по крайней мере, в области больших магнитных полей  $B > 10^{12}$  Гс. Это связано с тем, что выборка пульсаров с периодами  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  является достаточно однородной. Выбор такого диапазона связан также и с тем, что в этой области можно исследовать распределение пульсаров в рамках кинетического уравнения. Кроме того, мы отбрасываем миллисекундные пульсары, эволюция которых, как хорошо известно (Бисноватый-Коган, Комберг, 1976), отличается от эволюции большинства пульсаров.

В первой части сформулирована процедура определения начальных распределений по периоду  $P$ , углу наклона осей  $\chi$  и магнитному полю  $B$  на основе анализа кинетического уравнения, описывающего эволюцию нейтронных звезд. Показано, что помимо знания самого закона эволюции результат сильно зависит от функций видимости. Показано, что благодаря степенному распределению наблюдаемых пульсаров по периоду  $P$  и производной периода  $\dot{P}$  в диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  функция рождения  $Q_B(B)$  также с хорошей точностью может быть аппроксимирована степенной зависимостью. Во второй части мы показываем, что как медианные значения  $B_{\text{med}}$ , так и число потенциальных магнетаров, т.е. исходное количество нейтронных звезд с магнитными полями, превышающими  $10^{14}$  Гс, сильно зависят от модели эволюции.

\*Электронный адрес: beskin@lpi.ru

## МЕТОД КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Как уже говорилось, в этой работе мы будем анализировать кинетическое уравнение для функции распределения нейтронных звезд  $N(P, \chi, B)$ :

$$\frac{\partial}{\partial P}(N\dot{P}) + \frac{\partial}{\partial \chi}(N\dot{\chi}) = Q(P, \chi, B), \quad (1)$$

в предположении о независимости начальных значений периода  $P$ , угла наклона  $\chi$  и магнитного поля  $B$ :  $Q(P, \chi, B) = Q_P(P)Q_\chi(\chi)Q_B(B)$ . Здесь  $Q$  есть скорость рождения пульсаров в Галактике, которая, как и функция распределения  $N(P, \chi, B)$ , предполагается независимой от времени. Кроме того, мы ограничимся диапазоном периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ . Выбор такого диапазона связан, в частности, с тем, что для интересующих нас магнитных полей  $B > 10^{12} \text{ Гс}$  можно не учитывать линию смерти, зависящую от всех трех параметров (Арзамасский и др., 2017). В результате, как будет показано ниже, решение кинетического уравнения (1) распадается на произведение функций от  $P$ ,  $\chi$  и  $B$ , что и позволяет рассмотреть распределение по магнитному полю независимо от других переменных. Этот важный момент будет существенно использоваться нами в дальнейшем. Отметим также, что достаточно малые периоды (и, следовательно, малые возраста пульсаров) позволили пренебречь в уравнении (1) эволюцией магнитного поля.

Подчеркнем сразу, что интересующее нас стационарное распределение по начальным магнитным полям  $Q_B(B)$  отличается как от истинного стационарного распределения  $N(B) = \int N(P, \chi, B) dP d\chi$ , так и от наблюдаемого распределения  $N^{\text{obs}}(B) = \int N^{\text{obs}}(P, \chi, B) dP d\chi$ , которые связаны соотношением

$$N^{\text{obs}}(P, \chi, B) = V_{\text{beam}}^{\text{vis}} V_{\text{lum}}^{\text{vis}} N(P, \chi, B). \quad (2)$$

Здесь две функции видимости  $V_{\text{beam}}^{\text{vis}}(P, \chi, B)$  и  $V_{\text{lum}}^{\text{vis}}(P, \chi, B)$ , обусловленные соответственно диаграммой направленности и разбросом по энерговыделению (мы не видим слабые далекие источники), будут определены позднее. В частности, это связано с тем, что пульсары с сильным магнитным полем эволюционируют значительно быстрее, чем пульсары со слабым магнитным полем. Поэтому задачу о начальной функции распределения пульсаров по магнитному полю невозможно решить, не зная закон эволюции радиопульсаров.

Ниже мы рассмотрим две модели эволюции. В модели MHD (Спитковский, 2006; Филиппов и др., 2014) потери энергии имеют вид

$$W_{\text{tot}}^{\text{MHD}} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi), \quad (3)$$

где  $B_0$  есть магнитное поле на магнитном полюсе пульсара. Благодаря инварианту

$$I^{\text{MHD}} = \frac{P \sin \chi}{\cos^2 \chi}, \quad (4)$$

соответствующему эволюции угла  $\chi$  к  $0^\circ$  (alignment), имеем

$$\dot{P} \approx \frac{\pi}{2} \frac{B_0^2 R^6 \Omega}{I_r c^3} (1 + \sin^2 \chi), \quad (5)$$

$$\dot{\chi} \approx -\frac{1}{4} \frac{B_0^2 R^6 \Omega^2}{I_r c^3} \sin \chi \cos \chi, \quad (6)$$

где  $I_r$  — момент инерции нейтронной звезды.

С другой стороны, в модели BGI (Бескин и др., 1993) потери энергии могут быть записаны как

$$W_{\text{tot}}^{\text{BGI}} \approx \frac{f_*^2 B_0^2 \Omega^4 R^6}{4 c^3} Q_{\text{BGI}} \cos^2 \chi. \quad (7)$$

Здесь

$$Q_{\text{BGI}} = A P^{15/14} B_{12}^{-4/7} \cos^{2d-2} \chi, \quad (8)$$

где  $A \approx 1$ ,  $d \approx 0.75$  (Новоселов и др., 2020), а безразмерная площадь полярной шапки  $f_*$  меняется от 1.59 до 1.96 при изменении угла  $\chi$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Подчеркнем, что асимптотическое выражение (8), полученное в предположении  $Q_{\text{BGI}} < 1$ , справедливо как раз в рассматриваемом нами диапазоне малых периодов и больших магнитных полей. В итоге благодаря инварианту

$$I^{\text{BGI}} = \frac{P}{\sin \chi} \quad (9)$$

(угол  $\chi$  стремится к  $90^\circ$ , counter-alignment), получаем

$$\dot{P} \approx \frac{\pi f_*^2 B_0^2 R^6 \Omega}{2 I_r c^3} Q_{\text{BGI}} \cos^2 \chi, \quad (10)$$

$$\dot{\chi} \approx \frac{f_*^2 B_0^2 R^6 \Omega^2}{4 I_r c^3} Q_{\text{BGI}} \sin \chi \cos \chi. \quad (11)$$

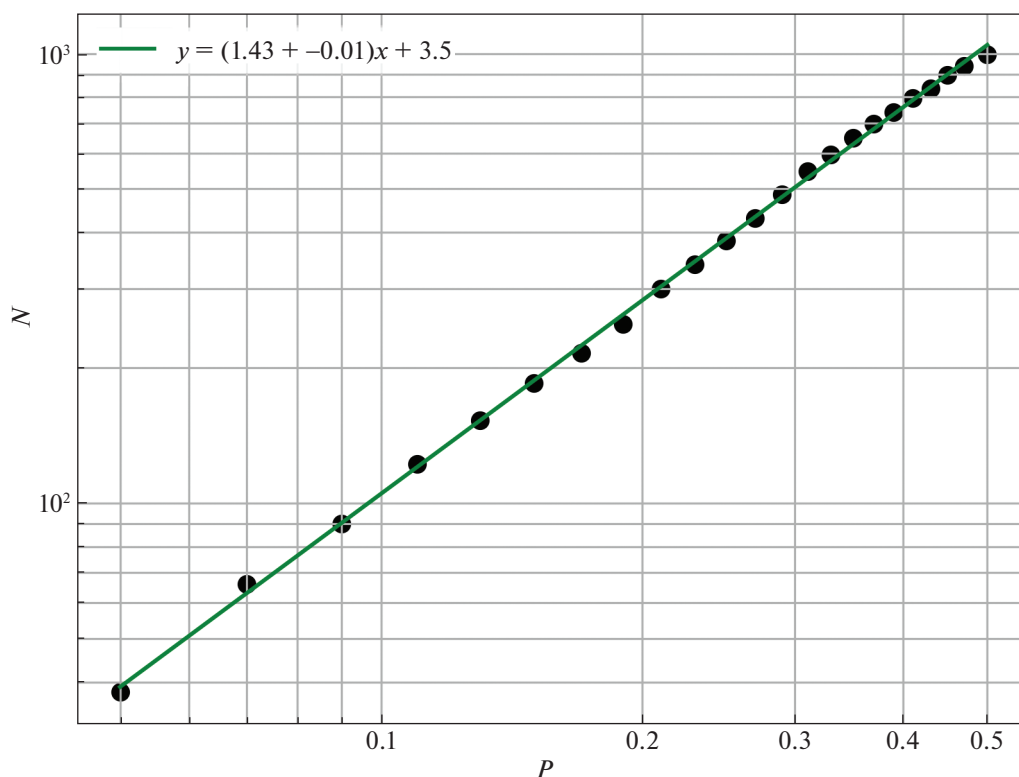
Решения кинетических уравнений дают (Арзамасский и др., 2017)

$$N^{\text{MHD}}(P, \chi, B) = \frac{P^2}{\cos^3 \chi} \frac{Q_B(B)}{B^2} \times \quad (12)$$

$$\times \int_{\chi}^{\pi/2} \frac{\cos^2 x}{\sin x} Q_\chi(x) Q_P \left( P \frac{\sin \chi \cos^2 x}{\cos^2 \chi \sin x} \right) dx,$$

$$N^{\text{BGI}}(P, \chi, B) = \frac{P}{\sin^2 \chi \cos^{2d-1} \chi} \frac{Q_B(B)}{B^{10/7}} \times \quad (13)$$

$$\times \int_0^\chi Q_\chi(x) Q_P \left( P \frac{\sin x}{\sin \chi} \right) \sin x dx.$$



**Рис. 1.** Наблюдаемое интегральное распределение пульсаров по периоду  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) = \int^P N^{\text{obs}}(P')dP'$  в диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ .

Перейдем теперь к обсуждению функции видимости, существенно влияющей на наблюдаемое распределение радиопульсаров. Она, как уже говорилось, распадается на две части. Геометрическая функция видимости определяется угловым раствором карандашной диаграммы направленности  $W_r$ :  $V_{\text{beam}}^{\text{vis}} = W_r \sin \chi$ . Иными словами, она пропорциональна площади, заметаемой диаграммой направленности на небесной сфере. Поскольку с хорошей точностью можно положить  $W_r = W_0/P^{0.5}$ , где  $W_0$  соответствует ширине  $\sim 3\text{--}5^\circ$  (Рэнкин, 1983, 1990; Масисьяк и др., 2012), получаем в итоге обычно используемое выражение

$$V_{\text{beam}}^{\text{vis}} = \frac{W_0}{P^{1/2}} \sin \chi. \quad (14)$$

Более сложной задачей является определение функции видимости, связанной с радиосветимостью пульсаров  $L_r$  (мы не видим слабые далекие источники). Поскольку далекие пульсары соответствуют дисковому распределению в Галактике (т.е. их число растет как  $r^2$ ), а наблюдаемый поток падает с расстоянием как  $r^{-2}$ , обычно предполагают, что функция видимости  $V_{\text{lum}}^{\text{vis}}$  пропорциональна радиосветимости  $L_r$ . При этом часто используется простая аппроксимация  $L_r \propto P^{-1}$  (Тейлор, Манчестер, 1977; Гуллон и др., 2014). Ниже мы будем

пользоваться статистической зависимостью (см. рис. 22 из обзора Бескин, 2018)

$$V_{\text{lum}}^{\text{vis}} = Q_{\text{BGI}}^{2.1 \pm 0.1} W_{\text{tot}}. \quad (15)$$

Она отражает уже много раз отмечавшееся в литературе наблюдаемое свойство радиопульсаров (см., например, Малов, Малов, 2006), состоящее в том, что отношение радиосветимости к полным потерям энергии существенно уменьшается с уменьшением периода пульсара  $P$ . Отметим, что эта зависимость, полученная из анализа данных наблюдений, может быть использована для обеих моделей эволюции.

Напомним, что выбор диапазона  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  связан еще и с тем, что в этой области наблюдаемое распределение пульсаров по периодам  $N^{\text{obs}}(P)$  с хорошей точностью удовлетворяет степенной зависимости. В работах Арзамасского и др. (2017) и Новоселова и др. (2020) мы использовали приближение  $N^{\text{obs}}(P) \propto P^{0.5}$ , которое позволяло провести интегрирование по углам в (12)–(13) аналитически. На самом деле, как показано на рис. 1, степенная зависимость интегральной функции распределения  $\mathcal{N}(P) = \int^P N(P')dP'$  имеет вид

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) \propto P^{1.43 \pm 0.01}. \quad (16)$$

Однако такое отличие не влияет на выводы, касающиеся распределения пульсаров по величине магнитного поля. Это замечательное свойство связано с тем, что обе функции видимости распадаются на произведения вида  $P^a f_1(B) f_2(\chi)$  с некоторыми показателями степени  $a$ , а границы интегрирования нашей выборки как по периоду  $P$ , так и по углу наклона осей  $\chi$  являются константами, поскольку, как уже говорилось, линия смерти для магнитных полей  $B > 10^{12}$  Гс не ограничивает возможность наблюдения пульсаров вплоть до углов наклона  $\chi \approx 90^\circ$ . Поэтому для любой степенной зависимости  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P)$  от  $P$  интегрирование в (12)–(13) по-прежнему будет приводить к выражениям вида  $P^a f_1(B) f_2(\chi)$ . Для этого нужно лишь предположить, что функция рождения  $Q_P(P)$  является степенной функцией своего аргумента. В результате распределение по магнитному полю отделяется от распределения по величинам  $P$  и  $\chi$ .

Отметим, что, как видно из общих соотношений (12)–(13), выбор степенной зависимости  $Q_P(P)$  в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  не является нашим предположением, а следует из наблюдаемого степенного распределения пульсаров по величине  $P$  в этом диапазоне. Поэтому мы не будем рассматривать часто используемое гауссово распределение (см., например, Фоше-Жигье, Каспи, 2006, Гулон и др., 2014), так как это привело бы к противоречию с наблюдениями. Гауссово же распределение может быть разумным при обсуждении полной выборки пульсаров с произвольными периодами  $P$ , которое мы здесь не рассматриваем.

Что же касается определения самого распределения по магнитному полю, и, в частности, определения функции рождения  $Q_B(B)$ , то здесь, естественно, следует привлечь наблюдаемое распределение пульсаров по величине скорости замедления  $\dot{P}$ . Как показано на рис. 2 сплошными линиями, наблюдаемое интегральное распределение пульсаров  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P})$  по  $\dot{P}$  при  $\dot{P} > 10^{-15}$  в рассматриваемом нами диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$  также с хорошей точностью может быть аппроксимировано степенной зависимостью

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-0.52 \pm 0.01}, \quad \dot{P} < 0.8 \times 10^{-13}, \quad (17)$$

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-0.99 \pm 0.01}, \quad \dot{P} > 0.8 \times 10^{-13}, \quad (18)$$

хотя и с изломом при  $\dot{P} \approx 0.8 \times 10^{-13}$ . Здесь необходимо подчеркнуть, что также хорошим приближением является лог-нормальное распределение. Однако оно не предсказывает достаточно большого количества нейтронных звезд с “магнетарными” магнитными полями  $\sim 10^{15}$  Гс. Поскольку одной из целей настоящей работы является оценка количества нейтронных звезд со сверхсильным магнитным полем, мы здесь осознанно ограничиваемся обсуждением лишь степенных распределений.

Также необходимо отметить, что при  $\dot{P} < 2 \times 10^{-15}$  мы находимся уже в районе максимума распределения  $\mathcal{N}(\dot{P})$ . Поэтому в интегральном распределении  $\mathcal{N}(\dot{P})$  имеет место выполаживание при малых значениях производной периода. Понятно, что это вносит неопределенность при нахождении степенных зависимостей. С другой стороны, заметная неопределенность может быть связана с самим приближением двумя степенными функциями. Поэтому мы в качестве альтернативы рассмотрели непрерывное приближение (штриховая линия на рис. 2)

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) = C_1 \dot{P}^{-p_1} / (1 + C_2 \dot{P}^{p_2 - p_1}). \quad (19)$$

В этом случае получается для асимптотических областей

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-0.35 \pm 0.01}, \quad \dot{P} < 0.8 \times 10^{-13}, \quad (20)$$

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) \propto \dot{P}^{-1.27 \pm 0.01}, \quad \dot{P} > 0.8 \times 10^{-13}. \quad (21)$$

С другой стороны, для обеих моделей эволюции выражения для производной периода (5) и (10) вновь распадаются на произведения вида  $P^{a_i} f_1(B) f_2(\chi)$ , что позволяет в обоих случаях записать  $\dot{P} = B^\beta F(P, \chi)$ , где

$$\beta_{\text{MHD}} = 2, \quad (22)$$

$$\beta_{\text{BG1}} = 10/7. \quad (23)$$

Соответственно, степенной вид имеет и производная  $dB/d\dot{P}$ , необходимая для перехода от распределения по  $dB$  к распределению по  $d\dot{P}$ . Этот замечательный факт позволяет достаточно уверенно определить функцию рождения радиопульсаров  $Q_B(B)$ .

Действительно, записав асимптотику  $Q_B(B)$  в виде

$$Q_B(B) \propto B^{-b}, \quad (24)$$

отделяя во всех выражениях

$$\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) = \int \int dP d\chi \mathcal{N}^{\text{obs}}[B(\dot{P}), P, \chi] \frac{dB}{d\dot{P}} \quad (25)$$

лишь зависимость от величины  $B$  (и вновь учитывая, что границы интегрирования по  $dP$  и  $d\chi$  являются константами) и сравнивая соответствующие степени  $\dot{P}$ , получаем окончательно с учетом неопределенностей в выражениях (15), (20) и (21)

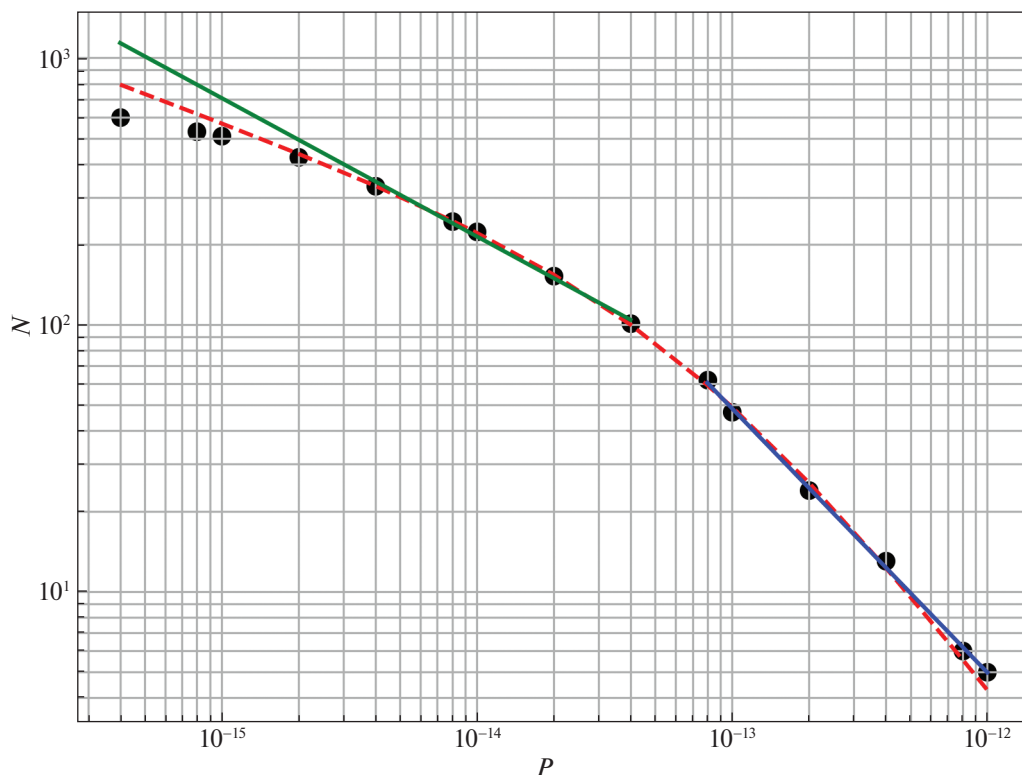
$$Q_B(B) \propto B^{-0.6 \pm 0.1}, \quad (26)$$

$$B < B_{\text{br}}^{\text{MHD}} \approx 5.1 \times 10^{12} \text{ Гс},$$

$$Q_B(B) \propto B^{-2.1 \pm 0.2}, \quad (27)$$

$$B > B_{\text{br}}^{\text{MHD}},$$





**Рис. 2.** Наблюдаемое интегральное распределение пульсаров по производной периода  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}) = \int_{\dot{P}} \mathcal{N}^{\text{obs}}(\dot{P}') d\dot{P}'$  в диапазоне  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ .

для модели MHD и

$$Q_B(B) \propto B^{-0.4 \pm 0.1}, \quad (28)$$

$$B < B_{\text{br}}^{\text{BGI}} \approx 2.5 \times 10^{13} \text{ Гс},$$

$$Q_B(B) \propto B^{-1.4 \pm 0.2}, \quad (29)$$

$$B > B_{\text{br}}^{\text{BGI}},$$

для модели BGI. Здесь неопределенность связана главным образом с двумя рассмотренными выше аппроксимациями распределения пульсаров по величине производной  $\dot{P}$ . При этом для определения величин  $B_{\text{br}}$ , задающих положение излома, мы воспользовались выражениями для производных периода (5) и (10) для  $P = 0.3 \text{ с}$ ,  $\dot{P} = 0.8 \times 10^{-13}$ ,  $\chi = 30^\circ$ ,  $R = 12.5 \text{ км}$  и  $I_{\text{r}} = 1.5 \times 10^{45} \text{ г см}^2$  (Арзамасский и др., 2017), что дает

$$B_{\text{br}}^{\text{MHD}} \approx 5.1 \times 10^{12} \text{ Гс}, \quad (30)$$

$$B_{\text{br}}^{\text{BGI}} \approx 2.5 \times 10^{13} \text{ Гс}. \quad (31)$$

В заключение этого раздела сделаем еще одно важное замечание. Как уже отмечалось, в нашем предыдущем анализе (Арзамасский и др., 2017; Новоселов и др., 2020) использовались соотношения  $\mathcal{N}^{\text{obs}}(P) \propto P^{1/2}$  и  $V_{\text{lum}}^{\text{vis}} \propto P^{-1}$ . Для таких зависимостей от периода  $P$  кинетические уравнения (12) и (13) давали  $Q_P(P) \approx \text{const}$  для модели

MHD и  $Q_P(P) \propto P$  для модели BGI. Если же воспользоваться более точными соотношениями (15) и (16), то тогда элементарный анализ кинетических уравнений (12) и (13) приводит к соотношениям

$$Q_P^{\text{MHD}}(P) \propto P^{0.7 \pm 0.1}, \quad (32)$$

$$Q_P^{\text{BGI}}(P) \propto P^{0.6 \pm 0.1}. \quad (33)$$

Как мы видим, обе модели дают практически одинаковый результат. Это связано с тем, что отличие в предынтегральных выражениях в (12) и (13) компенсируется дополнительным фактором  $Q_{\text{BGI}}$  в (7).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Посмотрим теперь, какие выводы можно сделать из полученных выше результатов. Прежде всего, отметим степенное, а не экспоненциальное спадание распределений  $N_B(B)$  при больших значениях  $B$ . Такой характер, уже не раз отмечавшийся нами ранее (Бескин и др., 1993; Бескин, Елисеева, 2005), существенно отличается от обычно используемого log-нормального распределения (Регинбау, де Фрейтас Пачеко, 2001; Гулон и др., 2014).

Далее, как мы видим, для обеих моделей выполнены условия  $b_1 < 1$  для  $B < B_{\text{cr}}$  и  $b_2 > 1$  для

$B > B_{\text{сг}}$ . Это означает, что наибольшее количество нейтронных звезд при рождении имеет магнитные поля в районе  $B_{\text{бг}}$ . Оценивая наименьшие и наибольшие магнитные поля как  $B_{\text{min}} = 10^{11}$  Гс и  $B_{\text{max}} = 10^{15}$  Гс (результаты слабо зависят от этих величин), получаем для медианных значений с учетом разбросов величин  $b_1$  и  $b_2$

$$B_{\text{med}}^{\text{MHD}} \approx (3 - 5) \times 10^{12} \text{ Гс}, \quad (34)$$

$$B_{\text{med}}^{\text{BGI}} \approx (3 - 6) \times 10^{13} \text{ Гс}. \quad (35)$$

Как мы видим, модели MHD и BGI дают существенно различные результаты. При этом заметное превышение медианных значений  $B_{\text{med}}$  над средними значениями наблюдаемых пульсаров не должно вызывать удивления. Дело в том, что пульсары с сильными магнитными полями очень быстро эволюционируют, поэтому их относительное наблюдаемое количество оказывается гораздо меньше исходного.

Конечно, было бы очень заманчиво сравнить предсказания для потенциальных магнетаров, т.е. нейтронных звезд со сверхсильными магнитными полями. Напомним, что Регинбау и де Фрейтас Пачеко (2001) дают 23% для пульсаров с  $B > 10^{14}$  Гс, а Гулон и др. (2015) — 0.7% для пульсаров с  $B > 10^{15}$  Гс. Однако, как показано на рис. 2, наш анализ может дать уверенные результаты лишь для магнитных полей, соответствующих производной периода  $\dot{P} < 10^{-12}$ , что соответствует магнитным полям  $B < 0.2 \times 10^{14}$  Гс для модели MHD и  $B < 2 \times 10^{14}$  Гс для модели BGI. Как мы видим, в обоих случаях можно получить лишь грубую верхнюю оценку на число рождаемых пульсаров с магнитными полями  $B > 2 \times 10^{14}$  Гс, да и то лишь для модели BGI. В итоге такая оценка сверху для числа рождаемых пульсаров с магнитным полем  $B > 10^{14}$  Гс составляет 1–4% для модели MHD, тогда как в модели BGI мы имеем уже 20–40%. Что же касается оценки пульсаров с начальным магнитным полем  $B > 10^{15}$  Гс, то мы считаем, что наш подход не позволяет сделать какое-нибудь уверенное предсказание. Отметим наконец, что если бы мы для экстраполяции распределения по производной периода использовали стандартное логнормальное распределение, то число нейтронных звезд с магнетарными полями было бы экспоненциально мало.

Сделанные нами выше выводы являются, конечно же, модельно зависимыми, поскольку мы ограничивались лишь случаем, когда функция рождения  $Q(B, \chi, P)$  может быть представлена как произведение  $Q_B(B)Q_\chi(\chi)Q_P(P)$ . Подробный анализ более общего случая, однако, выходит за рамки настоящей работы. Тем не менее ниже мы покажем, что полученные выше функции рождения

$Q_P(P)$  и  $Q_B(B)$  не противоречат наблюдаемому распределению пульсаров.

На рис. 3 приведены наблюдаемые полные распределения пульсаров по периоду  $P$  и производной периода  $\dot{P}$  в диапазоне  $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , а также предсказания двух моделей эволюции. При этом для обеих моделей были выбраны соответствующие функции рождения  $Q_P(P)$ ,  $Q_B(B)$  и  $Q_\chi(\chi)$ . В свою очередь, линия смерти выбиралась из условия  $Q_{\text{BGI}} = 1$ . Как мы видим, обе модели достаточно хорошо описывают наблюдаемые распределения. При этом, как и должно было быть в диапазоне периодов  $P < 0.5 \text{ с}$ , они практически совпадают друг с другом, несмотря на существенное отличие в функциях рождения  $Q_B(B)$  и  $Q_\chi(\chi)$ . В этой работе мы не будем рассматривать весь диапазон периодов  $P$ , так как результат будет существенно зависеть от неизвестной нам функции рождения  $Q_P(P)$  при  $P > 0.5 \text{ с}$ .

Интересно также проверить, как полученные выше распределения по магнитному полю соотносятся с параметрами молодых пульсаров, которые должны в большей степени, чем полная выборка, нести информацию о начальных магнитных полях нейтронных звезд. На рис. 4 показаны интегральные распределения наблюдаемых молодых (с динамическим возрастом  $P/(2\dot{P}) < 10^5$  лет) пульсаров по магнитному полю  $\mathcal{N}(B)$  для рассматриваемого здесь диапазона  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ . При этом, следуя работе Новоселова и др. (2020), магнитные поля определялись по формулам

$$B_{12}^{\text{MHD}} \approx P^{1/2} \dot{P}_{-15}^{1/2}, \quad (36)$$

$$B_{12}^{\text{BGI}} \approx P^{-1/20} \dot{P}_{-15}^{7/10}. \quad (37)$$

В этом случае наблюдаемые распределения для двух моделей эволюции  $N_{\text{obs}}(B) \propto B^{-q}$  могут быть легко получены из соотношений (12)–(13) и соответствующих функций видимости:  $q = b + 1.2$ . В результате получаем для магнитных полей  $B > B_{\text{бг}}$ :

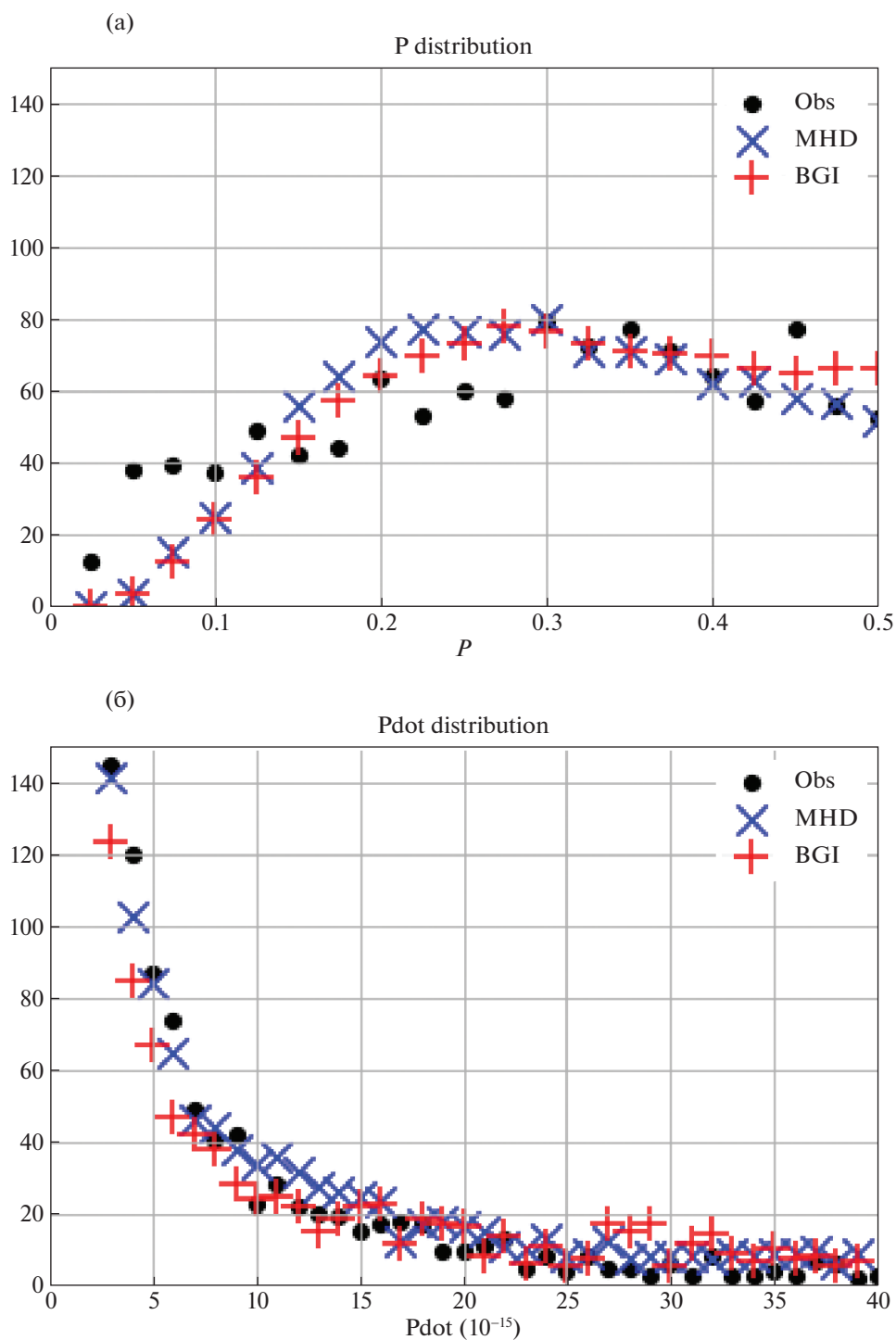
$$N^{\text{MHD}}(B) \propto B^{-3.2 \pm 0.2}, \quad (38)$$

$$\mathcal{N}^{\text{MHD}}(B) \propto B^{-2.2 \pm 0.2},$$

$$N^{\text{BGI}}(B) \propto B^{-2.6 \pm 0.2}, \quad (39)$$

$$\mathcal{N}^{\text{BGI}}(B) \propto B^{-1.6 \pm 0.2}.$$

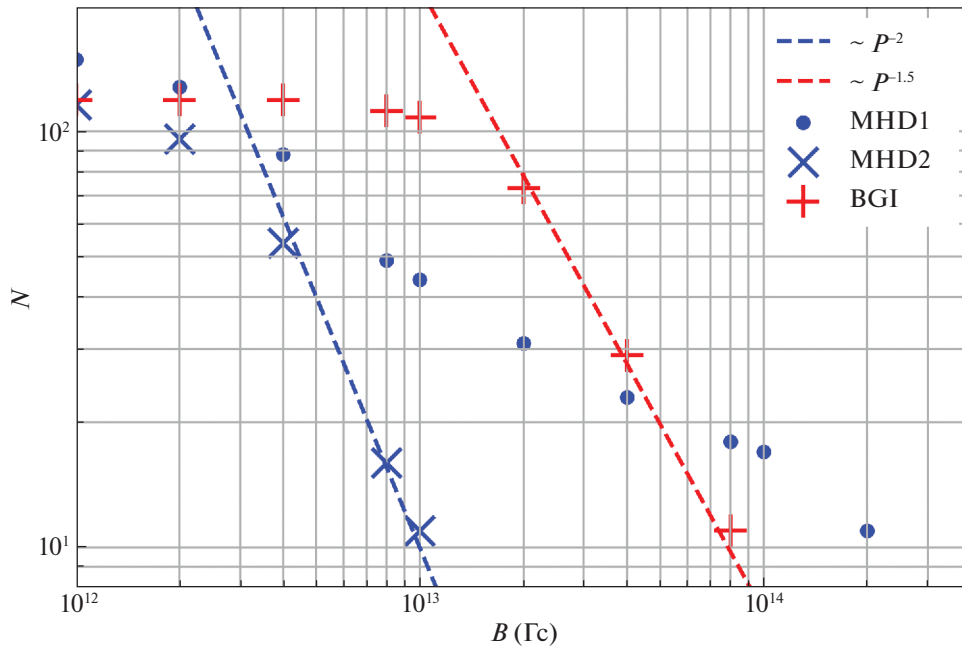
Здесь неопределенность вновь связана с двумя рассмотренными выше аппроксимациями распределения пульсаров по величине производной  $\dot{P}$ . Зависимости (39)–(40) показаны на рис. 4 штриховыми линиями. Как мы видим, для быстрых пульсаров с хорошей точностью воспроизводятся как наклон распределения при  $B > B_{\text{бг}}$  и положение излома.



**Рис. 3.** Распределение наблюдаемых пульсаров по периоду  $P$  (а) и производной периода  $\dot{P}$  (б), а также предсказания для двух моделей эволюции.

Отметим, что если построить распределение по магнитному полю для всех возрастов, то получится бы распределение, в точности соответствующее зависимостям (26)–(29), поскольку величины  $B$  и  $\dot{P}$  связаны соотношениями (5) и (10). С другой стороны, если не ограничиваться диапазоном

периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , то, как показано на рис. 4 пунктиром, распределение пульсаров с динамическим возрастом  $P/(2\dot{P}) < 10^5$  уже существенно отличается от предсказания теории. Это неудивительно, поскольку для периодов  $P > 0.5 \text{ с}$  в игру должны вступить такие факторы, как необхо-



**Рис. 4.** Наблюдаемые интегральные распределения молодых пульсаров по магнитному полю  $\mathcal{N}(B)$ , а также предсказания для двух моделей эволюции для рассматриваемого здесь диапазона  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ . Для модели МНД точками показано также интегральное распределение молодых пульсаров  $\mathcal{N}(B)$  для всех возрастов.

димостью учета линии смерти, отсутствие степенной зависимости  $Q_P(P)$  и т.д. Поэтому вопрос о том, справедливо ли для всех периодов предположение о независимости функций рождения, требует отдельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы.

Удостоверившись, что наше моделирование корректно описывает эволюцию пульсаров при малых периодах, интересно оценить количество соосных и ортогональных интеримпульсных пульсаров для новых функций рождения  $Q_B(B)$  и  $Q_P(P)$  и сравнить их с результатами, полученными ранее в работах Арзамасского и др. (2017) и Новоселова и др. (2020), в которых использовались несколько иные функции рождения. При этом мы сможем понять, насколько предсказания различных моделей зависят от вида функций рождения. Напомним, что большинство интеримпульсных пульсаров имеют периоды  $P$  меньше 0.5 с, и поэтому для этой оценки нам не нужно делать никаких дополнительных предположений о виде функций рождения при  $P > 0.5 \text{ с}$ . Согласно упомянутым выше работам, по данным различных каталогов число соосных интеримпульсных пульсаров должно составлять 0.4–1% от полного числа пульсаров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , а число ортогональных интеримпульсных пульсаров с учетом статистических поправок (в частности, в связи с невозможностью наблюдать слабый интеримпульс) должно составлять 2.5–5.5%. Что же касается функций видимости интеримпульсных

пульсаров, то они были подробно описаны в указанных выше работах.

В результате, как оказалось, количество интеримпульсных (как соосных, так и ортогональных) пульсаров несильно отличается от значений, полученных нами ранее. Так, согласно работе Арзамасского и др. (2017), число соосных интеримпульсных пульсаров для ширины диаграммы направленности  $W_0 = 5.8^\circ/\sqrt{P}$  в модели МНД составляет 0.6–1.8% от полного числа пульсаров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ , и 0.1–0.4% в модели ВГИ. Расчет, проведенный в рамках приближения, рассматриваемого в данной работе, дает 1.0% в модели МНД и 0.25% в модели ВГИ. Соответственно, согласно работе Новоселова и др. (2020), число ортогональных интеримпульсных пульсаров для ширины диаграммы направленности  $W_0 = 5^\circ/\sqrt{P}$  в модели МНД составляет 0.8–1.5% (также от полного числа пульсаров в диапазоне периодов  $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ ) и 2.8–8.3% в модели ВГИ. В рамках настоящей работы получаем 1.1% в модели МНД и 4.4% в модели ВГИ. Тем самым, мы попутно показали, что наблюдаемое распределение радиопульсаров по периодам слабо зависит от функций распределения по начальному периоду  $P$  и магнитному полю  $B$ . При этом сильная зависимость от начального угла наклона  $\chi$  также была подтверждена. Но, конечно же, главным здесь является подтверждение основного вывода, сделанного в работе Новоселова и др. (2020):

количество наблюдаемых ортогональных интеримпульсных пульсаров согласуется с моделью ВГ1 и не согласуется с моделью МНД.

Авторы выражают признательность А.В. Бирюкову и Е.М. Новоселову за полезное обсуждение, а также Р.В. Тодорову за помощь в проведении вычислений. Благодарим также рецензентов за важные замечания, позволившие существенно прояснить многие вопросы, затронутые в статье. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-02-00469).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арзамасский и др. (L.I. Arzamasskiy, V.S. Beskin, and K.K. Pirov), *MNRAS* **466**, 2325 (2017).
2. Бескин В.С., *УФН* **188**, 377 (2018).
3. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich, and Ya.N. Istomin), *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1993).
4. Бескин В.С., Елисеева С.А., *Письма в Астрон. журн.* **31**, 290 (2005) [V.S. Beskin and S.A. Eliseeva, *Astron. Lett.* **31**, 263 (2005)].
5. Бисноватый-Коган Г.С., Комберг Б.В., *Письма в Астрон. журн.* **2**, 338 (1976) [G.S. Bisnovatyii-Kogan and B.V. Komberg, *Sov. Astron. Lett.* **2**, 130 (1976)].
6. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Miralles, D. Viganò, and J.A. Pons), *MNRAS* **443**, 1891 (2014).
7. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Pons, J.A. Miralles, D. Viganò, N. Rea, and R. Perna), *MNRAS* **454**, 615 (2015).
8. Лайн, Грэм-Смит (A. Lyne and F. Graham-Smith), *Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2012).
9. Лоример, Крамер (D.R. Lorimer and M. Kramer), *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2012).
10. Малов И.Ф., Малов О.И., *Астрон. журн.* **50**, 483 (2006).
11. Манчестер Р., Тейлор Дж., *Пульсары* (М.: Мир, 1977).
12. Масисяк и др. (K. Maciesiak, J. Gil, and G. Melikidze) *MNRAS* **424**, 1762 (2012).
13. Нараян, Острайкер (R. Narayan and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **352**, 222 (1990).
14. Новоселов и др. (Е.М. Novoselov, V.S. Beskin, А.К. Galishnikova, М.М. Rashkovetskiy, and А.В. Biryukov), *MNRAS* **494**, 3899 (2020).
15. Попов С.Б., Прохоров М.Е., *Успехи физ. наук* **177**, 1179 (2007).
16. Регинбау, де Фрейтас Пачеко (T. Regimbau and J.A. de Freitas Pacheco), *Astron. Astrophys.* **374**, 182 (2001).
17. Рэнкин (J.M. Rankin), *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
18. Рэнкин (J.M. Rankin), *Astrophys. J.* **352**, 247 (1990).
19. Спитковский (A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **648**, L51 (2006).
20. Тейлор, Манчестер (J.H. Taylor and R.N. Manchester), *Astrophys. J.* **215**, 885 (1977).
21. Филиппов и др. (A. Philippov, A. Tchekhovskoy and J.G. Li), *MNRAS* **441**, 1879 (2014).
22. Фоше-Жигье, Каспи (С.-А. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), *Astrophys. J.* **643**, 332 (2006).

## НАБЛЮДЕНИЕ КАНДИДАТОВ В ЗАТМЕННЫЕ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ НА ТЕЛЕСКОПЕ РТТ-150

© 2021 г. М. М. Габдеев<sup>1,2,3\*</sup>, И. Ф. Бикмаев<sup>2,4</sup>,  
В. В. Шиманский<sup>3,2</sup>, Р. Я. Жучков<sup>2,4</sup>, Э. Н. Иртуганов<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладных исследований АН РТ, Казань, Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

<sup>3</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>4</sup>Академия Наук РТ, Казань, Россия

Поступила в редакцию 24.08.2021 г.

После доработки 07.10.2021 г.; принята к публикации 07.10.2021 г.

Представлены результаты фотометрических и спектральных наблюдений. Исследованы четыре катаклизмические переменные звезды 2ХММ J183251.4–100106, MLS1809017 J224712+461815, MGAB-V330 и MGAB-V410. Проведен анализ наблюдательных данных, определены периоды систем по фотометрическим данным. Объект MLS1809017 J224712+461815 классифицирован как карликовая новая типа SU UMa. Остальные три системы являются затменными. При этом 2ХММ J183251.4–100106 и MGAB-V410 показывают признаки полярных. Одновременно с этим для MGAB-V410 орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 2^{\text{h}}2$  попадает в промежуток периодов катаклизмических переменных.

*Ключевые слова:* катаклизмические переменные, затменные системы.

DOI: 10.31857/S0320010821100041

### ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные — это тесные двойные системы, состоящие из белого карлика (главный компонент) и маломассивной звезды позднего спектрального класса (вторичный компонент) (Уорнер, 1995). Вторичный компонент заполняет свою полость Роша, и его вещество перетекает на белый карлик. Орбитальные периоды таких систем варьируются от 80 мин до 10 ч. Особенностью распределения периодов является “период gap” — малое количество систем, лежащих в промежутке  $P_{\text{orb}} = 2^{\text{h}}15–3^{\text{h}}18$  (Книгге и др., 2011). Наблюдаемый дефицит систем в данном промежутке обусловлен переходом вторичного компонента на полностью конвективную оболочку и прекращением переноса и аккреции вещества (Зорогович и др., 2016; Гараффо и др., 2018).

Катаклизмические переменные делят на два подкласса в зависимости от замагничности белого карлика. При магнитном поле менее  $10^5$  Гс аккреция вещества происходит под действием силы тяготения, формируется аккреционный диск. Такие системы называются немагнитными. Аккреционный диск может испытывать флуктуации плотности

и температуры, которые приводят к вспышечной активности. Магнитными системы называются при напряженности магнитного поля белого карлика от  $10^6$  Гс. В таких системах происходит частичное (промежуточные полярны) или полное разрушение (полярны) аккреционного диска. В промежуточных полярных сохраняется достаточно высокий темп аккреции, вследствие чего формируется жесткое рентгеновское излучение. Вращение белого карлика не синхронизировано с орбитальным периодом, это приводит к обнаружению двух устойчивых периодов переменности. Один связан с орбитальным вращением компонент, другой — с собственным вращением белого карлика. Полярны, в свою очередь, являются синхронизированными системами с высокой степенью поляризации оптического излучения. Более подробно о наблюдательных особенностях магнитных катаклизмических переменных представлено в обзоре Кроппер (1990).

Поиск новых катаклизмических переменных является актуальной задачей. Новые объекты находят с помощью оптических, таких как CRTS (Дрэйк и др., 2009), ASAS-SN (Кочанек и др., 2017), ZTF (Шкоди и др., 2021), MASTER (Липунов и др., 2010) и рентгеновских RXTE (Сазонов и др., 2006), ROSAT (Буренин и др., 2016) об-

\*Электронный адрес: gamak@sao.ru

Таблица 1. Журнал наблюдений

Объект	$\alpha$	$\delta$	Date, yy/mm/dd	Photometry, filter, N, $T_{\text{exp}}$	Spectroscopy, grizm, N, $T_{\text{exp}}$
2ХММ J183251.4–100106	18:32:51.58	–10:01:05.56	2020/07/08 JD = 2459038	r, 3, 600 i, 3, 600 z, 3, 600	–
			2020/07/09 JD = 2459039	r, 4, 300 i, 5, 300 z, 4, 300	–
			2020/10/04 JD = 2459126	i, 27, 300	–
MLS1809017 J224712+461815	22:47:12.26	+46:18:14.94	2020/11/24 JD = 2459177	–	15, 2, 1800
			2020/11/25 JD = 2459178	g, 3, 300 r, 3, 180 i, 3, 60 z, 4, 60	8, 2, 3600
			2020/11/26 JD = 2459179	r, 77, 120	–
MGAB-V330	05:48:30.68	+53:44:02.15	2021/02/24 JD = 2459269	r, 60, 180	–
			2021/02/26 JD = 2459271	w, 88, 180	–
MGAB-V410	07:00:55.18	+53 25 26.76	2021/02/27 JD = 2459272	w, 52, 180	–
			2021/02/28 JD = 2459273	w, 29, 180	–

зоров неба. При этом для надежной классификации найденных объектов часто необходимы дополнительные наблюдения. Правильная классификация позволяет выстроить эффективную стратегию дальнейших наблюдений. Используя комплексный анализ спектральных и фотометрических наблюдательных данных, определяются фундаментальные параметры систем. Детальные исследования катаклизмических переменных расширяют знания о процессах эволюции тесных двойных систем и их компонентов, о процессах аккреции вещества и его взаимодействии с гравитационным и магнитным полями. Наиболее интересны в этом плане затменные системы. Так как наличие затмения позволяет с высокой степенью надежности определять фундаментальные параметры.

Мы представляем оптические наблюдения четырех катаклизмических переменных звезд. По фотометрическим наблюдениям построены кривые блеска и определены периоды переменности. На основе анализа наблюдательных данных проведена классификация объектов. В следующем разделе описаны методика наблюдений и используемое

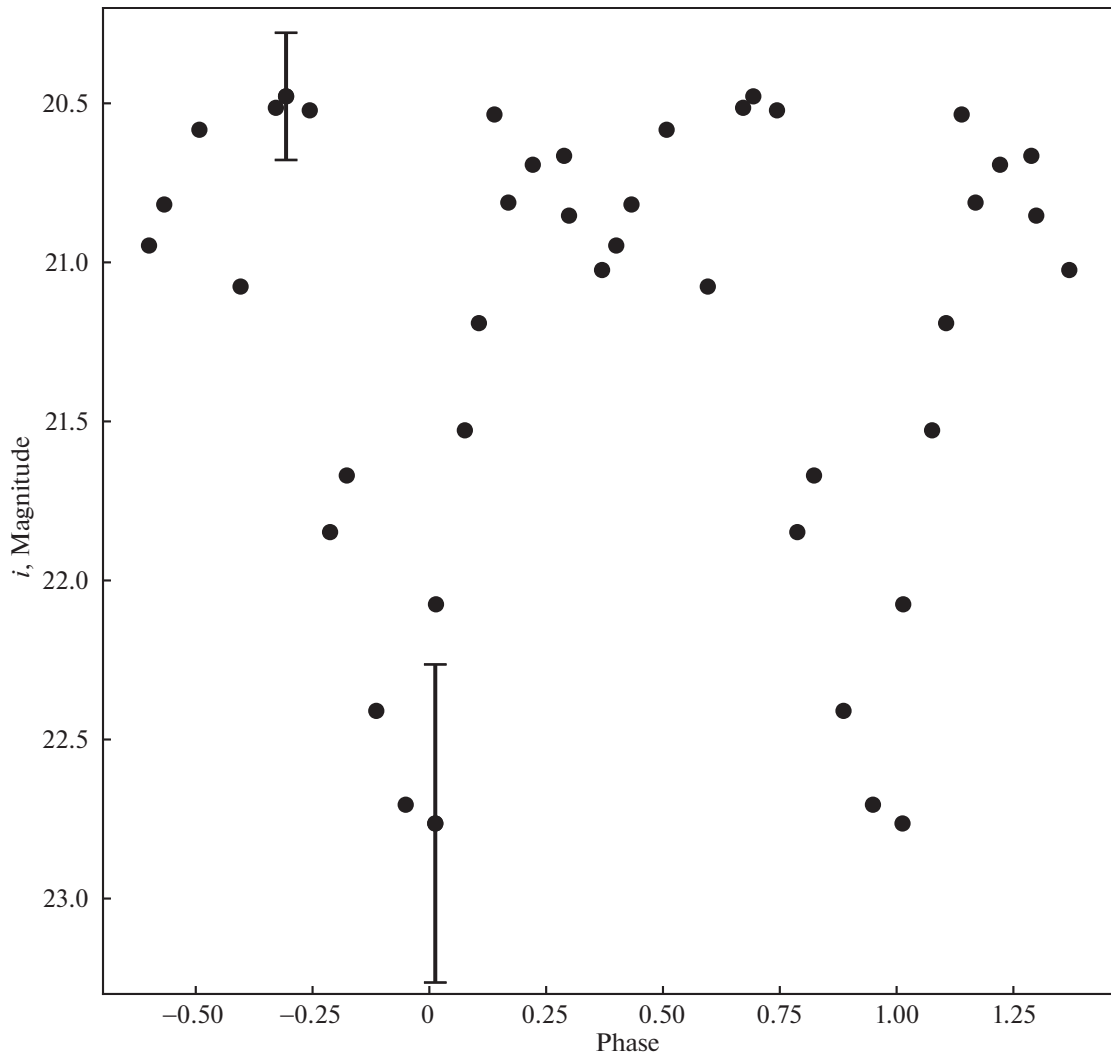
оборудование, далее мы подробно останавливаемся на свойствах исследуемых систем, а в разделе “Заключение” подведены краткие итоги работы.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения выполнены на Российско-Турецком 1.5-м телескопе РТТ-150 в 2019–2021 гг. Для проведения фотометрических и спектральных наблюдений использовался прибор ТФОСК<sup>1</sup> с матрицей фирмы Andor iKon-L 936 с чипом VEX2-DD<sup>2</sup> формата 2048 × 2048 пикселей размером 13.5 мкм с рабочей температурой – 80°С. Фотометрические изображения получены с использованием широкополосных фильтров системы SDSS и в белом свете. Для спектральных наблюдений использовались гризмы #15 и #8 с входной щелью 0.134 мм (2.4"). Первая позволяет регистрировать спектр в диапазоне  $\lambda$  3800–8880 Å со спектральным разрешением 15 Å, вторая

<sup>1</sup><http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/en/index.php?page=tfosc>

<sup>2</sup><https://andor.oxinst.com/products/>



**Рис. 1.** Кривая блеска 2XMM J183251.4-100106 в полосе  $i$ , свернутая с орбитальным периодом. Для наглядности данные продублированы, ошибки приведены для самой минимальной и максимальной звездной величины.

на длинах волн  $\lambda$  6100–8100 Å со спектральным разрешением 7 Å. Журнал наблюдений представлен в табл. 1.

Обработка наблюдений проводилась в среде программирования IDL с использованием стандартных методик обработки фотометрических и спектральных данных.

## ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

### *2XMM J183251.4-100106*

Хьюи и др. (2012), анализируя архивные данные наблюдений остатка сверхновой Kes69 обсерватории XMM, открыли переменный рентгеновский источник XGPS-I J183251-100106 (2XMM J183251.4-100106), который показал 1.5-ч переменность. Рентгеновский спектр объекта описывается тормозным излучением с температурой  $46 \pm 10$  кэВ. Хьюи и др. (2012) нашли, что объект

является затменной системой с шириной затмения в рентгеновском диапазоне 320 с и на основе полученных результатов классифицировали источник как катаклизмическую переменную типа AM Her (поляр).

Мы провели фотометрические наблюдения с целью оптического отождествления рентгеновского объекта и построения его кривой блеска. Отметим, что объект имеет отрицательное значение по координате склонения и расположен вблизи плоскости Галактики. Эти факторы осложнили получение наблюдательных данных. При наблюдениях в июльские ночи объект был обнаружен на одном из кадров в полосе  $r$  с отношением  $S/N \sim 4$ . Звездная величина объекта равнялась  $r = 21^m9$ , нижние пределы в полосах  $i, z = 22^m$ . В октябре наблюдения проводились в фильтре  $i$  в течение 3 ч. Мы зарегистрировали два затмения. Кривая блеска показана на рис. 1. По имеющимся данным



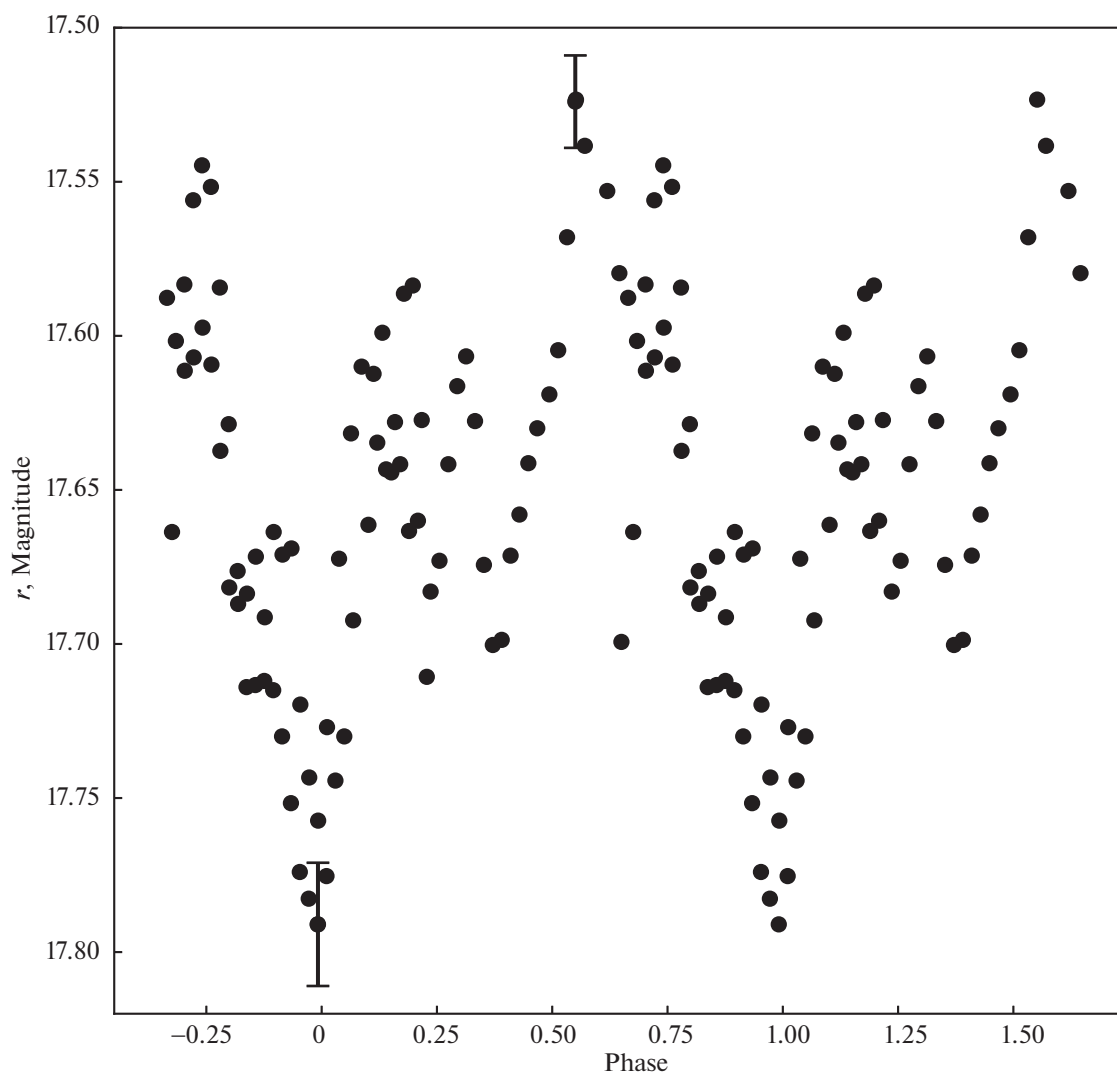


Рис. 2. Кривая блеска MLS1809017 J224712+461815 в полосе  $r$ , свернутая с фотометрическим периодом. Для наглядности данные продублированы, ошибки приведены для самой минимальной и максимальной звездной величины.

мы определили орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}059 \pm \pm 0.0015$  ( $\sim 1^{\text{h}}4$ ). Период переменности этого и остальных объектов в данной работе определялся по фотометрическим данным методом Лафлера и Кинмана (1965), реализованном в программе Горанского В.П. WINEFK<sup>3</sup>. С точностью до скважности наблюдений наш период совпадает с периодом, определенным Хьюи и др. (2012). Ширина затмения оптической кривой блеска составляет  $\Delta\phi = 0.2$ , что примерно в 3 раза больше продолжительности в рентгеновском диапазоне. Предполагаем, что это эффект низкой скважности наблюдений, объединивший дип, видимый на рентгеновской кривой блеска, и самого затмения.

<sup>3</sup><http://www.vgoranskij.net/software/>

#### *MLS1809017 J224712+461815*

Данный объект был обнаружен проектом CRTS в 2018 г. во время увеличения блеска. Долговременная кривая блеска показывает изменения блеска в пределах от  $19^{\text{m}}$  до  $17.2^{\text{m}}$ . Ее можно посмотреть на сайтах проектов CRTS<sup>4</sup> и ASAS-SN<sup>5</sup>. На основе цветовых характеристик и переменности блеска объекта в рамках обзора 3BS было сделано предположение, что объект является полярмом (Габдеев и др., 2020).

Во время наблюдений на телескопе РТТ-150 объект имел средний блеск  $\langle r \rangle = 17^{\text{m}}6$ . Кривая блеска, свернутая с фотометрическим периодом  $P_{\text{phot}} = 0^{\text{d}}0868 \pm 0.0007$  ( $\sim 2^{\text{h}}1$ ) показана на рис. 2.

<sup>4</sup>[http://nesssi.cacr.caltech.edu/MLS/CRTSII\\_CV.html#table33](http://nesssi.cacr.caltech.edu/MLS/CRTSII_CV.html#table33)

<sup>5</sup><https://asas-sn.osu.edu/variables/267579>

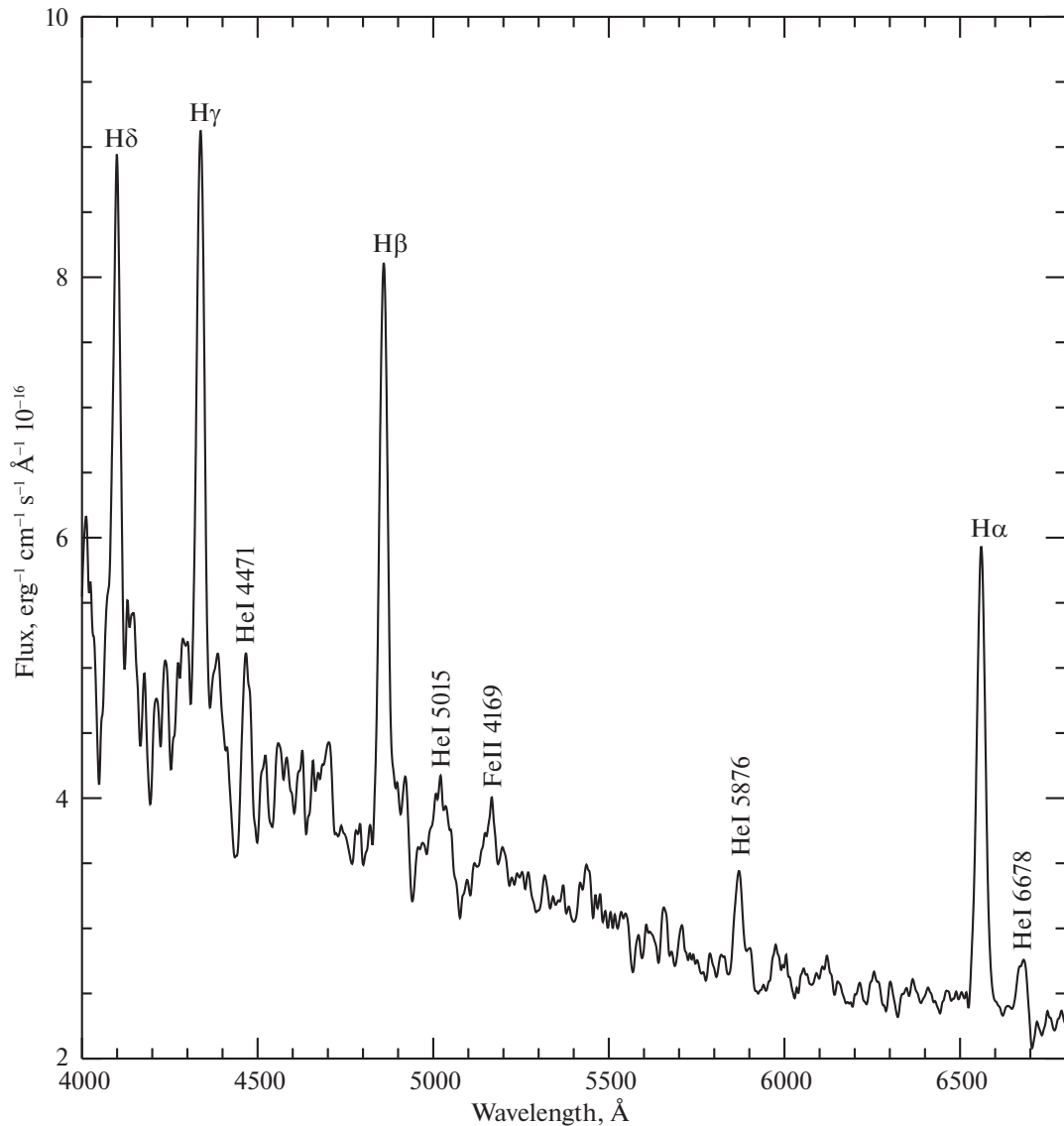


Рис. 3. Суммарный спектр объекта MLS1809017 J224712+461815 с отмеченными эмиссионными линиями.

Данный период может являться орбитальным или периодом сверхгорбов. Блеск системы показывает квазисинусоидальные изменения с амплитудой  $\sim 0^m3$  звездной величины.

В оптическом спектре объекта (рис. 3) доминирует голубое излучение в континууме со слабым ростом потока при уменьшении длины волны  $F_\lambda \approx \approx C/\lambda$ . Модельный анализ показал, что со случайными среднеквадратичными отклонениями до 5.5% наблюдаемое распределение потоков описывается чернотельным излучением с температурой  $T_e \approx \approx 7000$  К. Таким образом, соответствует излучению холодного аккреционного диска или белого карлика. При сглаживании спектра методом бегущего среднего в интервалах  $15 \text{ \AA}$  в синем диапазоне наблюдаются широкие  $\Delta\lambda > 100 \text{ \AA}$ , но слабые кры-

лья линий  $H\beta$  и, особенно,  $H\gamma$ ,  $H\delta$ , характерные для спектров белых карликов. Мы делаем вывод, что в непрерывном спектре объекта доминирует термализованное излучение аккреционного диска. Однако наличие абсорбционных деталей, формирующихся в атмосфере белого карлика, говорит об умеренной оптической толщине диска в континууме, вероятно меньшей  $\tau \approx 1$ .

В линейчатом спектре наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии  $H\alpha$ – $H\delta$ , линии HeI  $\lambda$  4387, 4471, 5015, 5786, 6678  $\text{ \AA}$  и FeII  $\lambda$  5169  $\text{ \AA}$ . Их наблюдаемая полуширина  $\Delta\lambda = = 22$ – $28 \text{ \AA}$  превышает ограничение спектрального разрешения и, вероятно, соответствует дисперсии скоростей газа в аккреционном диске  $\Delta V_r = = 900$ – $1100$  км/с. Линия  $H\alpha$ , наблюдаемая в

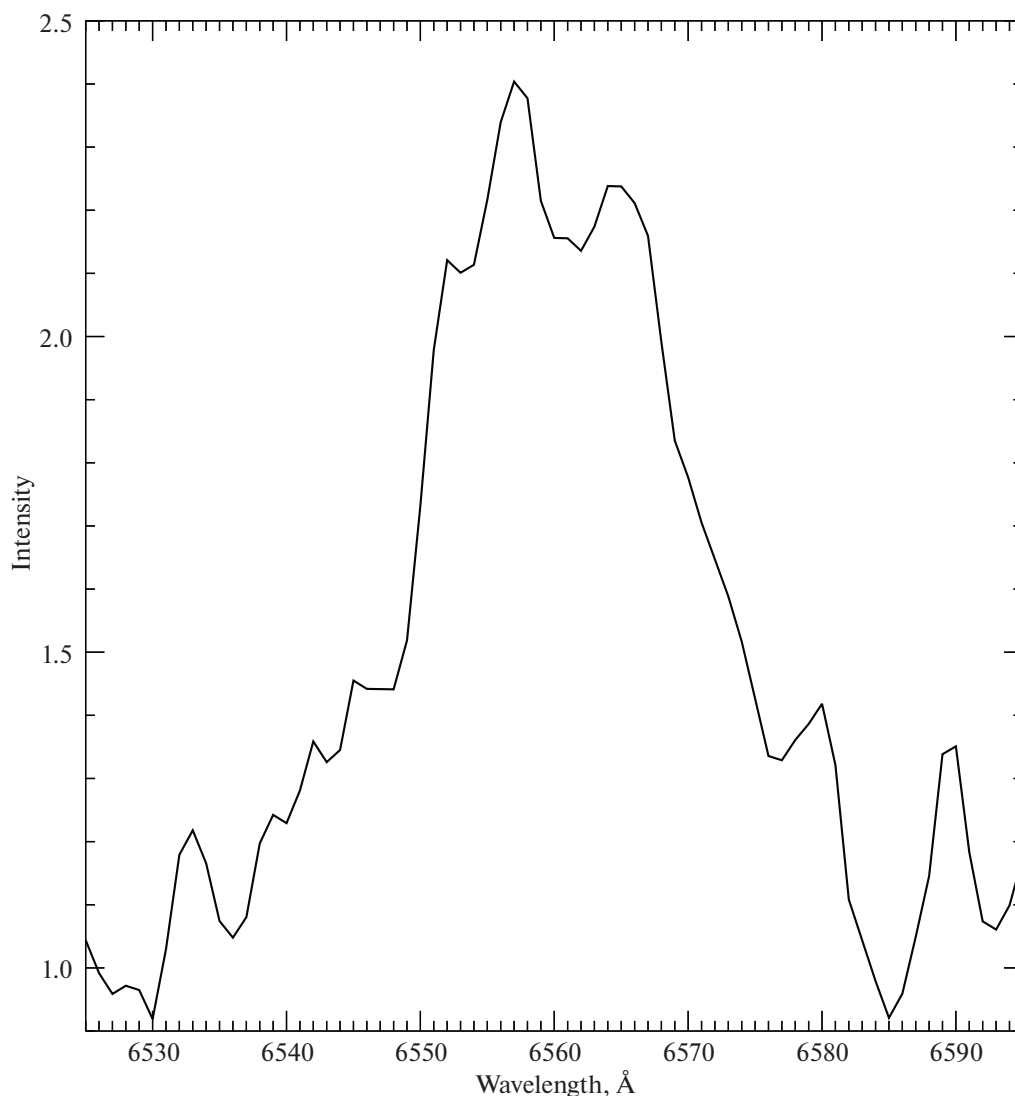


Рис. 4. Профиль линии  $H\alpha$ , нормированный на континуум, полученный с разрешением  $7\text{\AA}$ .

суммарном спектре более высокого разрешения (рис. 4), имеет двухпиковый профиль, характерный для излучения аккреционного диска. Более интенсивный синий пик, вероятно, соответствует излучению области горячего пятна, формирующегося при столкновении перетекающего вещества с поверхностью аккреционного диска. Существенное различие лучевых скоростей Бальмеровских линий, измеренных путем вписывания профиля Гаусса:  $V_r(H\alpha) = -256$  км/с,  $V_r(H\beta) = -194$  км/с,  $V_r(H\gamma) = -146$  км/с,  $V_r(H\delta) = -137$  км/с, также свидетельствует об их формировании в обширной высокоскоростной области, характерной для аккреционного диска. Интегральные интенсивности линий H I различаются не более, чем на 25%, с максимумом у H $\beta$ , ( $H\alpha/H\beta/H\gamma/H\delta = 0.80/1.00/0.92/0.81$ ). Отсутствие значимого декремента Бальмеровских линий указывает, что

оптическая толщина аккреционного диска в них намного превосходит единицу и их формирование происходит на его периферии. Напротив, среди эмиссионных линий He I наибольшая интенсивность наблюдается у He I  $\lambda 4471$  Å и He I  $\lambda 5786$  Å, что соответствует их атомным излучательным характеристикам. Вероятно, аккреционный диск остается оптически тонким в линиях He I и их излучение формируется в его внутренних областях.

В целом наблюдаемый спектр MLS1809017 J224712+461815 полностью соответствует спектрам карликовых новых в промежуточном состоянии с малым темпом аккреции (Цвиттер и др., 1995). Системы переходят в это состояние непосредственно после резкого падения блеска на  $2-4^m$  по окончании вспышки и в дальнейшем медленно понижают светимость на  $1-1.5^m$  по мере охлаждения аккреционного диска. Объекты

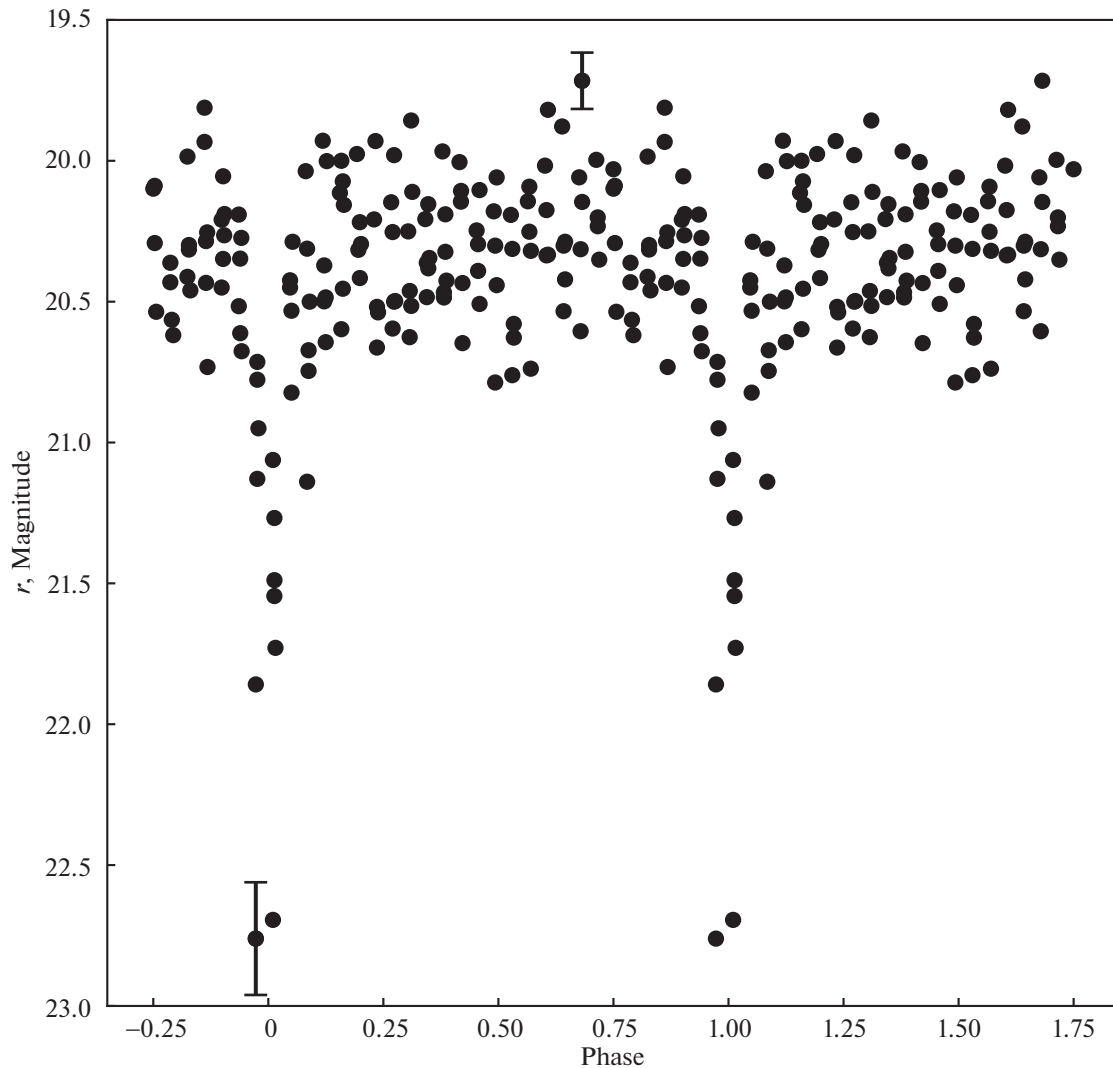


Рис. 5. Кривая блеска MGAB-V330 в полосе  $r$ , свернутая с орбитальным периодом. Для наглядности данные продублированы, ошибки приведены для самой минимальной и максимальной звездной величины.

с аналогичными спектрами VZ Рух (Цвиттер, Мунари, 1996), HO Del (Цвиттер, Мунари, 1998), V632 Cyg (Лиу и др., 1999) в соответствии с классификацией Паттерсон (1984) отнесены к карликовым новым типа U Gem и SU UMa с коротким периодом (менее 2 ч) и низким темпом переноса массы. В комплексном обзоре Моралес-Руэда и Марш (2020) показано, что карликовые новые с аналогичной интенсивностью линий наблюдаются в промежуточных состояниях с блеском на  $\Delta m = 1.0^m - 1.5^m$  выше его значений в минимуме. С учетом установленного фотометрического периода системы  $P_{\text{phot}} = 0^d 0868$  мы считаем, что она относится к карликовым новым типа SU UMa. Отметим, что это противоречит выводам, сделанным в работе Габдеева и др. (2020). Обзор ЗБС направлен на поиск полярных объектов по линии HeII  $\lambda 4686 \text{ \AA}$  с использованием среднеполосных

фильтров. Вероятно, объект в рамках обзора ЗБС наблюдался после вспышки, когда в спектрах объекта линия HeII  $\lambda 4686 \text{ \AA}$  была достаточно интенсивной. Вследствие чего он был ошибочно классифицирован как поляр.

#### MGAB-V330 и MGAB-V410

Объекты были обнаружены астрономом-любителем Габриэлем Муравски<sup>6</sup> при обработке данных проекта ZTF (Маски и др., 2019). Долговременные кривые блеска объектов MGAB-

<sup>6</sup><https://sites.google.com/view/mgab-astronomy/about-me?authuser=0>

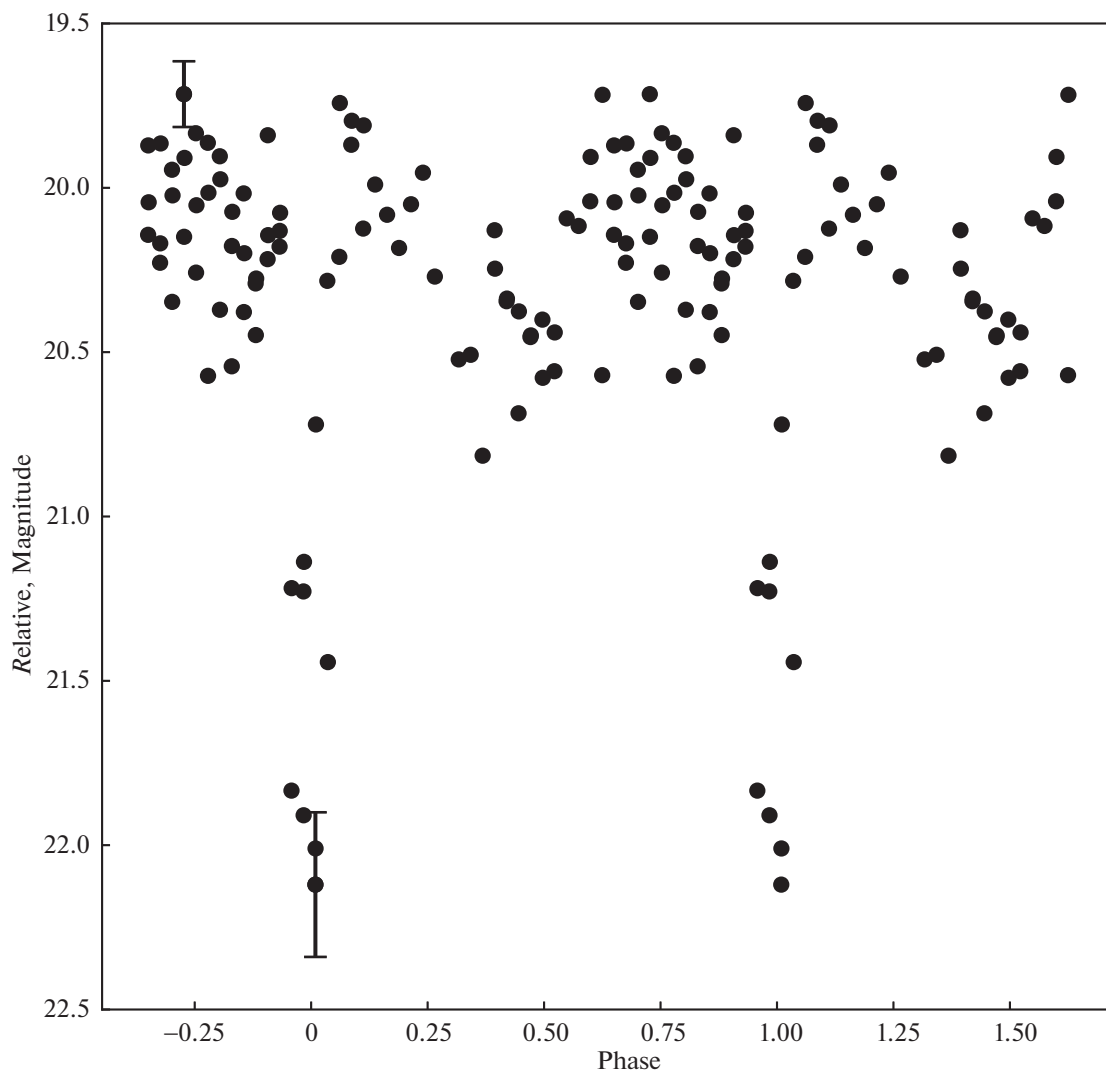


Рис. 6. Кривая блеска MGAB-V410 в белом свете, свернутая с орбитальным периодом. Для наглядности данные продублированы, ошибки приведены для самой минимальной и максимальной звездной величины.

V330<sup>7</sup> и MGAB-V410<sup>8</sup> можно найти на его сайте. Кривые блеска показывают изменения в диапазоне 4<sup>m</sup> звездных величин. Пиков, характерных для вспышечной активности, не наблюдается. Габриель Марувски также отметил наличие затмений глубиной до 3<sup>m</sup> в высоком состоянии у объекта MGAB-V330. Оба объекта были предварительно классифицированы им как поляры.

Нами были проведены наблюдения на телескопе РТТ-150 с целью определения орбитального периода этих систем. Наблюдения объекта MGAB-V330 проводились в полосе *r* и белом свете. Для построения однородной кривой блеска значения

звездных величин в белом свете были скорректированы и приведены к значениям в полосе *r*. Кривая блеска объекта MGAB-V330, свернутая с периодом  $P_{\text{orb}} = 0.00639 \pm 0.0009$  (1<sup>h</sup>5), представлена на рис. 5. На кривой блеска имеется затмение глубиной до 2<sup>m</sup>.5. Между затмениями кривая блеска не имеет выраженной формы. Наблюдаются случайные изменения блеска с амплитудой 0<sup>m</sup>.7. На основе наших наблюдений мы не можем ни подтвердить, ни опровергнуть классификацию данного объекта.

Объект MGAB-V410 наблюдался в белом свете. Измерения, свернутые с орбитальным периодом  $P_{\text{orb}} = 0.00927 \pm 0.0009$  (~2<sup>h</sup>2), представлены в относительных звездных величинах на рис. 6. На кривой блеска имеется затмение глубиной до 2<sup>m</sup>. Между затмениями наблюдается фаза пониженной яркости на  $\phi = 0.25-0.5$ . В остальных фазах объект ярче на 0<sup>m</sup>.5 звездной величины. Наблюдаемая

<sup>7</sup>[https://sites.google.com/view/mgab-astronomy/mgab-v301-v350#h.p\\_CM8MTNSi5QN1](https://sites.google.com/view/mgab-astronomy/mgab-v301-v350#h.p_CM8MTNSi5QN1)

<sup>8</sup><https://sites.google.com/view/mgab-astronomy/mgab-v401-v450#h.lbac2q1nc85d>

кривая блеска типична для затменных полярнов (см., например, исследования BS Tri (Колбин и др., 2021), FL Ceti (Катышева, Шугаров, 2012), V808 Aur (Борисов и др., 2016)). Мы подтверждаем классификацию данного объекта как полярна.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены фотометрические и спектральные наблюдения катаклизмических переменных звезд, полученные на телескопе РТТ-150 с прибором ТФОСК. Целью исследования были уточнение классификации объектов 2ХММ J183251.4–100106, MLS1809017 J224712+461815, MGAB-V330 и MGAB-V410 и определение периода переменности этих систем.

Для объекта 2ХММ J183251.4–100106 была проведена идентификация оптического компонента. Показана переменность объекта в оптическом диапазоне с периодом  $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}059 \pm 0.0015$ , который в пределах ошибок совпадает с рентгеновским периодом. Данный объект является затменным полярном.

Объект MLS1809017 J224712+461815, самый яркий из выборки, имеет фотометрический период  $P_{\text{phot}} = 0^{\text{d}}0868 \pm 0.0007$  с амплитудой переменности  $\sim 0^{\text{m}}3$ . Спектр объекта имеет выраженную эмиссионную компоненту, формирующуюся в аккреционную диске. При усреднении по большому количеству точек обнаруживаются детали абсорбционных линий водорода белого карлика. Совместный анализ наблюдательных данных показал, что объект является карликовой новой типа SU UMa, находившийся в стадии перехода в спокойное состояние.

Орбитальный период системы MGAB-V330 составил  $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}0639 \pm 0.0009$ . Кривая блеска между затмениями не имеет выраженной формы. Наблюдаются вариации блеска с амплитудой  $\sim 0^{\text{m}}7$ . По имеющимся данным мы не смогли классифицировать природу объекта.

Наиболее интересным, на наш взгляд, является объект MGAB-V410. Его орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}0927 \pm 0.0009$  лежит на нижней границе промежутка орбитальных периодов. Форма кривой блеска соответствует затменному полярну. Затмение накладывается на фазы максимума блеска. В этот момент аккреционная колонка находится на лимбе белого карлика и затмевается вторичным компонентом. Второе падение блеска соответствует заходу аккреционной колонки за лимб белого карлика. Наличие вторичного максимума вблизи фазы  $\phi = 0.4$  свидетельствует об аккреции на другой магнитный полюс белого карлика.

Для дальнейшего исследования и определения физических характеристик представленных систем

необходимы дополнительные наблюдения. В связи с этим планируется проводить новые наблюдения на российских и зарубежных телескопах. Наличие затмений в системах позволит с высокой точностью определить их физические параметры.

Стоит отметить, что наблюдения на телескопе РТТ-150 могут помочь в отождествлении новых катаклизмических переменных из рентгеновских обзоров телескопов ART-XC им. Павлинского (Павлинский и др., 2021) и eROZITA (Прэдэл и др., 2021), установленных на борту космической обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021). Как это делается на 1.6-м телескопе Саянской обсерватории (Зазнобин и др., 2021).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-60021.

Оптические наблюдения на РТТ-150 выполнены за счет средств субсидии 0671-2020-0052, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ РАН, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов и др. (N.V. Borisov, M.M. Gabdeev, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, A.I. Kolbin, S.Yu. Shugarov, V.P. Goranskij), *Astrophys. Bull.* **71**, 101 (2016).
2. Буренин и др. (R.A. Burenin, M.G. Revnivtsev, A.Yu. Tkachenko, V.S. Vorob'ev, A.N. Semena, A.V. Meshcheryakov, S.N. Dodonov, M.V. Eselevich, M.N. Pavlinsky), *Astron. Lett.* **42**, 240 (2016).
3. Габдеев и др. (M. Gabdeev, T. Fatkhullin, N. Borisov, V. Aitov, V. Shimansky), *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century, Proceed. of the All-Russian Conf. held 21–25 September, 2020 in Nizhny Arkhyz, Russia* (Ed. I.I. Romanyuk, I.A. Yakunin, A.F. Valeev, D.O. Kudryavtsev) **157** (2020).
4. Гараффо и др. (C. Garraffo, J.J. Drake, J.D. Alvarado-Gomez, S.P. Moschou, O. Cohen), *Astrophys. J.* **868**, 60 (2018).
5. Дрэйк и др. (A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A. Mahabal, E. Beshore, S. Larson, M.J. Graham, R. Williams, E. Christensen, et al.), *Astrophys. J.* **696**, 870 (2009).
6. Зазнобин и др. (I. Zaznobin, S. Sazonov, R. Burenin, G. Uskov, A. Semena, M. Gilfanov, P. Medvedev, R. Sunyaev, M. Eselevich), 2021arXiv210705611Z, (2021).
7. Зоротович и др. (M. Zorotovic, M.R. Schreiber, S.G. Parsons, B.T. Gänsicke, A. Hardy, C. Agurto-Gangas, A. Nebot Gómez-Morán, A. Rebassa-Mansergas, A.D. Schwöpe), *MNRAS* **457**, 3867 (2016).

8. Катъшева, Шугаров (N. Katysheva and S. Shugarov), *Memorie della Societa Astronomica Italiana* **83**, 670 (2012).
9. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 48 (2011).
10. Колбин и др. (A.I. Kolbin, V.V. Shimansky, N.V. Borisov, N.A. Serebrykova, M.M. Gabdeev, N.A. Katysheva, S.Yu. Shugarov), *MNRAS in prep.*, (2021).
11. Кочанек и др. (C.S. Kochanek, B.J. Shappee, K.Z. Stanek, T.W.-S. Holoiien, T.A. Thompson, J.L. Prieto, S. Dong, J.V. Shields, и др.), *PASP* **129**, 104 (2017).
12. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
13. Лафлер, Кинман (J. Lafler and T.D. Kinman), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **11**, 216 (1965).
14. Липунов и др. (V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, N. Shatskij, D. Kuvshinov, N. Tyurina, A. Belinski, A. Krylov, et al.), *Adv. Astron.* **349171** (2010).
15. Лию и др. (W. Liu, J.Y. Hu, X.H. Zhu, Z.Y. Li), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **122**, 243 (1999).
16. Маски и др. (F.j. Masci, R.R. Laher, B. Rusholme, D.L. Shupe, S. Groom, J. Surace, E. Jackson, S. Monkewitz, et al.), *PASP* **131**, 018003 (2019).
17. Моралес-Руэда, Марш (L. Morales-Rueda and T.R. Marsh), *MNRAS* **332**, 814 (2002).
18. Павлинский и др. (M. Pavlinsky; A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, Yu. Bodnar, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, 18 (2021).
19. Паттерсон (J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **54**, 443 (1984).
20. Прэдэл и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, H. Böhringer, A. Bogomolov. et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, 18 (2021).
21. Сазонов и др. (S. Sazonov, S.M. Revnitsev, M. Gilfanov, E. Churazov, R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **450**, 117 (2006).
22. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, H. Brunner, R. Burenin, et al.), arXiv210413267S, (2021).
23. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Var. Stars* (1995).
24. Хьюи и др. (C.Y. Hui, K.A. Seo, C.P. Hu, L.C.C. Lin, Y. Chou), *Astrophys. J.* **759**, 109 (2012).
25. Цвиттер и Мунари (T. Zwitter and U. Munari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **114**, 575 (1995).
26. Цвиттер, Мунари (T. Zwitter and U. Munari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **117**, 449 (1996).
27. Цвиттер, Мунари (T. Zwitter and U. Munari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **128**, 227 (1997).
28. Шкоди и др. (P. Szkody, C. Olde Loohuis, B. Koplitz, J. van Roestel, B. Dicenzo, A.Y.Q. Ho, L.A. Hillenbrand, E. Bellm, и др.), *Astrophys. J.* **162**, 17 (2021).

## ОБ ОДНОМ ИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ СПИКУЛ В СПОКОЙНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

© 2021 г. О. В. Дунин-Барковская<sup>1\*</sup>, Б. В. Сомов<sup>1\*\*</sup>

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

Поступила в редакцию 27.07.2021 г

После доработки 06.10.2021 г.; принята к публикации 07.10.2021 г.

В качестве источника энергии для образования спикул в хромосфере Солнца рассмотрена гравитационная энергия падающего из короны вещества. Показано, что в спокойном переходном слое между хромосферой и короной направленный вниз поток вещества может порождать ударную волну, которая движется вверх. При этом часть энергии падающего вещества возвращается в корону и дает вклад в ее нагрев. Рассчитаны необходимые для этого скорости падающего вещества. Соответствующий диапазон скоростей хорошо согласуется с современными наблюдениями.

*Ключевые слова:* Солнце, переходный слой, спикулы, ударные волны.

DOI: 10.31857/S032001082110003X

### ВВЕДЕНИЕ

Спикулы представляют собой динамические образования, лучше всего видимые на лимбе Солнца в виде множества тонких вертикальных столбиков светящейся плазмы. Они хорошо видны на всей поверхности Солнца при наблюдении в хромосферных спектральных линиях и в некоторых случаях в линиях корональных (см., например, Саманта и др., 2019; Прабхакар и др., 2019). Спикулы были открыты еще в XIX в. (Сеччи, 1877). Они давно представляют большой интерес для физики Солнца (см., например, Прист, 1985; Стерлинга, 2000), но свойства и природа спикул остаются не до конца исследованными, хотя достигнут заметный прогресс в этой области (см. Обзорная группа Hinode и др., 2019).

В настоящей статье рассматриваются спокойные области на поверхности, где картина явления не осложнена эффектами, связанными с солнечными вспышками. Однако даже в спокойных областях она оказывается довольно сложной.

Открытие в 2007 г. новой категории спикул (Де Понтю и др., 2007) разделило все спикулы на два различных класса: первого и второго типов. Спикулы первого типа хорошо видны в линиях CaII. Они поднимаются над переходным слоем со скоростями, достигающими 40 км/с, а затем падают обратно в хромосферу на временных масштабах порядка

5 мин. Спикулы второго типа гораздо более энергичные. Скорости взлета у них превышают 50 км/с и в ряде случаев достигают значений  $\sim 150$  км/с. Кроме того, через времена 10–150 с они исчезают с изображений в линиях кальция, зато становятся видны в H $\alpha$ , SiIV, HeII (Перейра и др., 2014; Де Понтю и др., 2011). Таким образом, спикулы второго типа нагреваются до значительно больших температур по сравнению со спикулами первого типа. Через  $\sim 10$  мин в спикулах второго типа часть вещества снова падает обратно (Де Понтю и др., 2007).

Поскольку есть, по крайней мере, два типа спикул, должно быть несколько различных механизмов, производящих спикулы. Сейчас предложено три основных механизма образования спикул:

(1) Быстрое увеличение давления (удар) внизу магнитной трубки, которое порождает распространяющуюся вверх ударную волну. Эта ударная волна толкает плазму вверх, и поднимающееся вещество идентифицируется как модельная спикула (Холлвег, 1982; Стерлинг, 1990; Де Понтю и др., 2004, 2007; Хеггленд и др., 2007).

(2) Пересоединение линий магнитного поля в хромосфере, вызывающее быстрое превращение магнитной энергии в кинетическую энергию плазмы. При этом часть хромосферного вещества выталкивается из хромосферы в корону (Пикельнер, 1969; Стерлинг и др., 1991; Такуши, Шибата, 2000).

(3) Скручивания и колебания магнитной трубки, приводящие к возникновению альвеновских волн,

\* Электронный адрес: [olga.ptitsyna@gmail.com](mailto:olga.ptitsyna@gmail.com)

\*\* Электронный адрес: [somov-boris@mail.ru](mailto:somov-boris@mail.ru)



которые превращаются в ударные волны при распространении вверх, в сторону убывающей плотности плазмы (Холлвег и др., 1982; Де Понтю и др., 2014).

Все три механизма рассчитаны в тех или иных упрощающих предположениях и при задании подходящих параметров воспроизводят основные наблюдаемые свойства спикул (см. ссылки выше). Возможно, первый механизм отвечает за возникновение спикул первого типа, тогда как второй и третий механизмы дают достаточно энергии для образования спикул второго типа.

Остановимся подробнее на механизме (1). В работе Хеггленд и др. (2007) показаны расчеты воздействия резкого скачка давления в магнитной трубке под переходным слоем на находящееся выше вещество. Исследованы зависимости наблюдаемых величин (таких как максимальная скорость и замедление) от параметров начального воздействия и показано, что скачок давления может породить спикулу. Однако одним из главных вопросов остается вопрос об источнике первоначального импульса давления в магнитной трубке. Обычно в литературе предлагается искать источник “удара” внизу, в нижней хромосфере или под хромосферой. Наиболее перспективным объяснением появления импульса давления в трубке кажется периодический выход на поверхность Солнца звуковых колебаний, точнее говоря, так называемых  $p$ -мод (Де Понтю и др., 2004).

Мы предлагаем посмотреть на сложившуюся ситуацию с совершенно иных позиций. Понятно, что гравитационное поле всегда стремится вернуть все направленные вверх низкоскоростные потоки вещества вниз, на поверхность Солнца. Более того, хорошо известно, что возвращается более 90% массы (Визбро, 1983). Десятилетия наблюдений выявили преобладание нисходящих потоков в спектральных линиях переходного слоя (Дошек и др., 1976; Дерев, 1982; Петер, Юдж, 1999; Дадаши и др., 2011).

Нас интересуют спокойные области на поверхности Солнца. Здесь потоки вещества и тепловой энергии из короны в хромосферу через переходный слой много меньше, чем в солнечных вспышках. Фактически, речь идет о небольших потоках разреженной корональной плазмы, которые не разрушают спокойный переходный слой. Напротив, тонкий переходный слой существенно меняет условия течения плазмы. Стационарная плотность плазмы переходного слоя увеличивается более чем на два порядка величины и может играть роль “стенки”, останавливающей поток. В то же время температура плазмы переходного слоя уменьшается во столько же раз при переходе из короны в хромосферу. В результате направленное вниз течение

разреженной плазмы становится сверхзвуковым и порождает ударную волну.

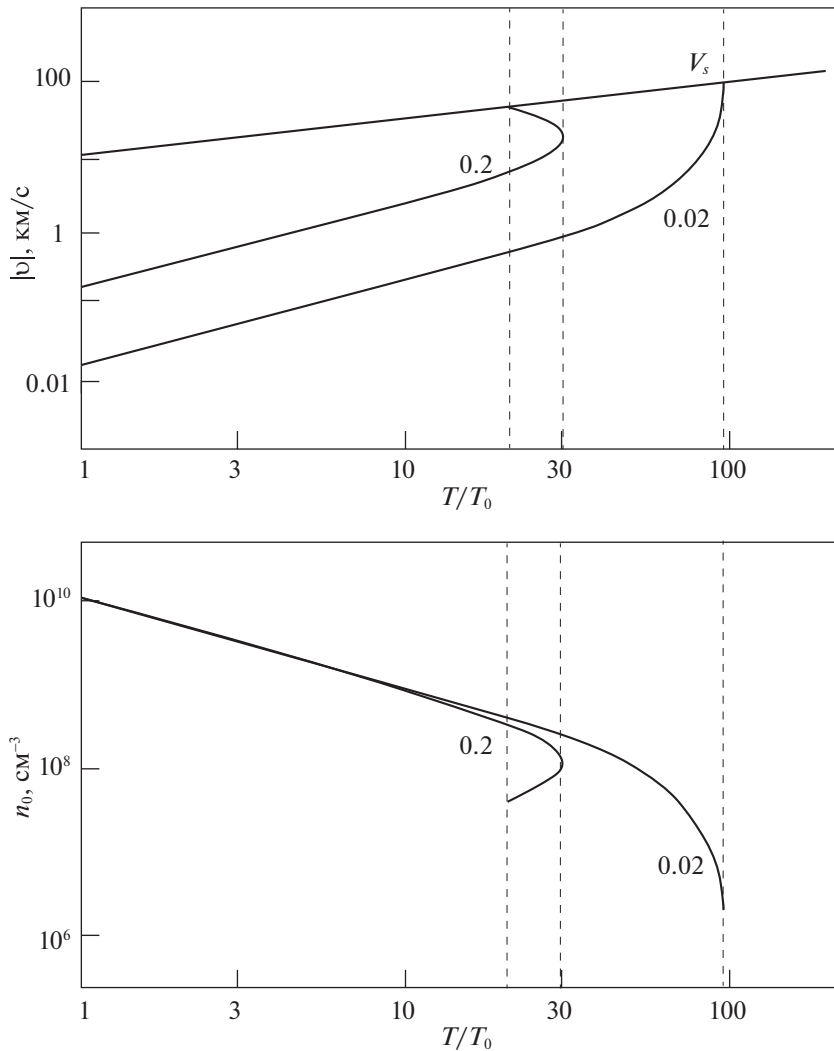
В настоящей статье мы демонстрируем, что в спокойном переходном слое движущийся вниз поток корональной плазмы действительно может генерировать распространяющуюся вверх ударную волну. Мы рассчитываем необходимые для этого скорости падающего вещества. Найденный диапазон скоростей хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями нисходящих потоков в переходном слое (см., например, Петер, Юдж, 1999). Поскольку падение вещества происходит повсеместно и поток его достаточно большой, то можно предположить, что такой способ образования первоначального удара в механизме (1) играет не последнюю роль в образовании спикул.

## ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯВЛЕНИЯ

Известно, что магнитные поля в солнечной атмосфере имеют ярко выраженную тенденцию “пинчеваться”, т.е. разделяться на тонкие волокна магнитного поля (см., Сомов, 2017, § 15.5.1). Они начинаются на видимой поверхности Солнца, пронизывают всю корону и уходят далеко в межпланетное пространство. Перенос энергии, импульса и массы осуществляется в основном вдоль этих тонких трубочек магнитного потока (см., например, Эну, Сомов, 1991; Сомов, 2000, § 21.3).

Рассмотрим вертикальную магнитную трубку, один конец которой находится в хромосфере, а другой — в короне. Сечение трубки примем постоянным, не зависящим от распределения газового давления в ней. Плазма имеет космическое обилие элементов, ионизована и характеризуется температурой  $T$ . Обоснование однотемпературного приближения приведено в работе Птицной, Сомова (2012). В этих условиях поведение плазмы в магнитной трубке будем описывать системой стационарных уравнений диссипативной гидродинамики: законами сохранения массы, импульса и энергии вместе с уравнением состояния  $p = nk_B T$ . В законе сохранения энергии учтем теплопроводность, перенос энергии с потоком плазмы, охлаждение излучением (Дерев и др., 2009), мощность работы гравитационных сил и мощность стационарного нагрева хромосферы внешним источником; система уравнений приведена в статье Дунин-Барковской, Сомова (2016), уравнения (1)–(4).

В качестве граничных условий мы задаем концентрацию плазмы  $n_0$  и скорость ее течения  $v_0$  на нижней границе переходного слоя при температуре  $T_0 = 10^4$  К. Кроме того, мы постулируем отсутствие потока тепла из переходного слоя в хромосферу, т.е. считаем, что ниже переходного слоя хромосфера нагревается каким-то внешним источником.



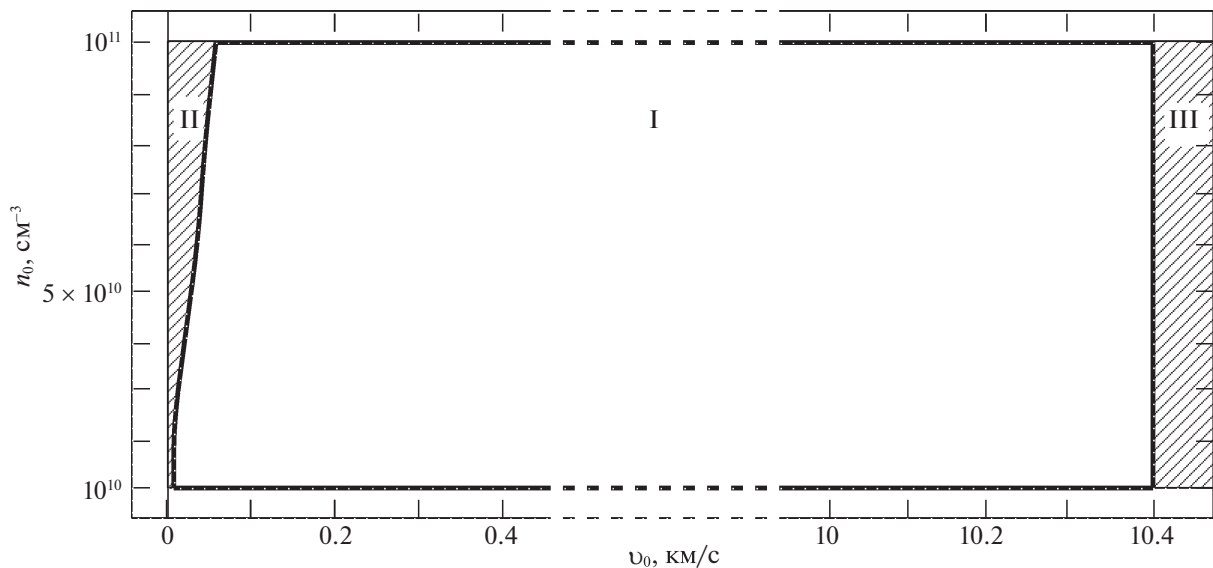
**Рис. 1.** Зависимость от температуры для скорости звука  $V_s$ , скорости потока плазмы  $v$  (верхняя панель) и концентрации  $n$  (нижняя панель) в направленном вниз потоке корональной плазмы.  $T_0 = 10^4$  К,  $v_0 = \{0.02, 0.2\}$  км/с и  $n_0 = 10^{10}$  см $^{-3}$ . Расчет показан только до достижения веществом скорости звука.

Приведем пример численного расчета температуры  $T$ , концентрации  $n$  и скорости  $v$  стационарного течения корональной плазмы в такой вертикальной магнитной трубке. На рис. 1 показаны зависимости  $n$  и  $v$  от температуры для текущей из короны в хромосферу плазмы. Для иллюстрации интересующего нас эффекта выбраны два значения модуля скорости:  $|v_0| = 0.02$  и  $0.2$  км/с. Концентрация на нижней границе переходного слоя  $n_0$  принята равной  $10^{10}$  см $^{-3}$  (Вернацца и др., 1981). Так как концентрация плазмы в переходном слое падает с ростом температуры вдоль трубки, модуль скорости потока плазмы с увеличением температуры растет и достигает скорости звука при некоторой температуре.

Мы рассматриваем плазму, текущую вниз из короны в хромосферу, т.е. в сторону увеличения концентрации (рис. 1). При этом достижение ско-

рости звука естественно говорит о возможном возбуждении ударной волны. Качественно механизм возникновения ударной волны следующий. Летящая вниз плазма попадает в зону резко увеличивающейся плотности в переходном слое. При этом возникает возмущение, которое распространяется вверх, в сторону убывающей плотности. Амплитуда возмущения нарастает, и оно в какой-то момент превращается в ударную волну. На рис. 1 показан частный случай, соответствующий простой стационарной постановке задачи: ударная волна уже возникла и как бы стоит на одном месте, а плазма протекает сквозь нее.

Заметим, что зависимости  $n(T)$  и  $v(T)$  для случая большей граничной скорости имеют максимум температур, соответствующий резкому увеличению плотности и уменьшению скорости потока плазмы. Это связано с тем, что плазма, летящая вниз, сжи-



**Рис. 2.** Диапазоны скоростей и концентраций плазмы на нижней границе переходного слоя ( $v_0, n_0$ ) для плазмы, текущей вниз: I — область параметров ( $v_0, n_0$ ), для которых в переходном слое возможно возбуждение ударных волн; II — область параметров, для которых скорость плазмы не достигает скорости звука; III — область, соответствующая большому потоку плазмы, разрушающему переходный слой.

мает играющий роль поршня переходный слой. Чем больше поток набегающей плазмы, тем сильнее сжимается поршень, и скорость звука достигается при больших плотностях. Резкое сжатие поршня приводит к его нагреву, поэтому мы должны видеть увеличение температуры в ступеньке плотности. Именно этот максимум температур мы видим на рис. 1. Иными словами, мы видим нагрев и сжатие вещества под действием набегающего потока плазмы.

Предложенная модель возбуждения ударных волн имеет очевидные ограничения на величину падающего из короны потока плазмы. С одной стороны, в случае слишком маленького потока вещества ударной волны в переходном слое не образуется. С другой стороны, поток падающего вниз вещества не должен быть слишком велик. Большой поток горячей разреженной плазмы может разрушить тонкий переходный слой, как бывает в солнечных вспышках. За грубое верхнее ограничение  $v_0$  примем скорость звука на нижней границе переходного слоя.

На рис. 2 показаны области параметров ( $v_0, n_0$ ) для текущей вниз плазмы, для которых реализуются различные режимы течения в магнитной трубке. Цифрой I обозначена область параметров ( $v_0, n_0$ ), для которых в переходном слое возможно возбуждение ударных волн. Заштрихованная область, обозначенная цифрой II, соответствует слишком маленькому потоку плазмы, для которого скорость плазмы в переходном слое не достигает скорости звука (см. подробнее в Дунин-Барковская, Сомов,

2016). Область, обозначенная цифрой III, соответствует большому потоку плазмы, разрушающему переходный слой.

Видно, что предложенный нами механизм может действовать в достаточно широком диапазоне значений скорости и концентрации плазмы на нижней границе переходного слоя. Кроме того, известные из наблюдений значения скоростей нисходящих потоков вещества в переходном слое 1–10 км/с (см., например, Петер, Юдж, 1999) как раз попадают в полученный нами диапазон.

### ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей статье мы рассматриваем в качестве источника энергии для образования спикул гравитационную энергию падающего вещества. Плазма поступает в верхнюю атмосферу Солнца множеством различных способов. Например, хромосферная плазма забрасывается в корону во время вспышек, микровспышек, самих спикул и т.д. Большая часть такой плазмы неизбежно возвращается к поверхности Солнца. Падающее вещество наталкивается на скачок давления в переходном слое, что может вызвать распространяющуюся вверх ударную волну.

Такой механизм образования ударной волны играет большую роль в спокойных областях на Солнце, где влияние сильного магнитного поля не столь существенно. В активных же областях вещество после пересоединения тоже возвращается к поверхности Солнца, однако скорости этого вещества столь велики, что тонкий переходный

слой разрушается, поскольку не может служить преградой такому потоку.

В спокойных областях на Солнце источником так называемого “коронального дождя” может быть возвращение вещества, заброшенного в корону из активных областей большими вспышками (Гречнев и др., 2013) или, что более распространено, падение вещества, поднятого спикулами и микровспышками. Наблюдения показывают, что в переходном слое преобладают потоки падающего вещества со скоростями около 1–10 км/с. Такие величины скоростей попадают в полученный нами диапазон скоростей вещества, для которого в переходном слое будет развиваться ударная волна. Таким образом, можно утверждать, что ударные волны, вызываемые падением вещества на переходный слой, образуются на Солнце повсеместно и могут играть роль в образовании спикул.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вернацца и др. (J.E. Vernazza, E.H. Averett, and R. Loeser), *Astrophys. J.* **45**, 635 (1981).
2. Визбро (G.L. Withbroe), *Astrophys. J.* **267**, 825 (1983).
3. Гречнев и др. (V.V. Grechnev, I.V. Kuzmenko, A.M. Uralov, I.M. Chertok, and A.A. Kochanov), *Publ. Astron. Soc. Japan* **65**, S10 (2013).
4. Дадаши и др. (N. Dadashi, L. Teriaca, and S. Solanki), *Astron. Astrophys.* **534**, A90 (2011).
5. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, R. Erdélyi, and S. James), *Nature* **430**, 536 (2004).
6. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, S. McIntosh, V. Hansteen, M. Carlsson, C.J. Schrijver, Th.D. Tarbell, A.M. Title, R.A. Shine, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 655 (2007).
7. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, S. McIntosh, M. Carlsson, V.H. Hansteen, T.D. Tarbell, P. Boerner, J. Martinez-Sykora, C.J. Schrijver, and A.M. Title), *Science* **331**, 55 (2011).
8. Де Понтю и др. (B. De Pontieu, L. van der Voort, S. McIntosh, et al.), *Science* **346**, 6207 (2014).
9. Дере и др. (K. Dere), *Sol. Phys.* **77**, 77 (1982).
10. Дере и др. (K. Dere, E. Landi, R. Young, D. Del Zanna, M. Landini, and H.E. Mason), *Astron. Astrophys.* **498**, 915 (2009).
11. Дошек и др. (G. Doschek, U. Feldman, and J. Bohlin), *Astrophys. J.* **205**, L177 (1976).
12. Дунин-Барковская О.В., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **42**, 908 (2016) [O.V. Dunin-Barkovskaya, B.V. Somov, *Astron. Lett.* **42**, 825 (2016)].
13. Обзорная группа Hinode и др. (Hinode Review Team, K. Al-Janabi, P. Antolin, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **71**, R1 (2019).
14. Перейра и др. (T.M.D. Pereira, B. De Pontieu, M. Carlsson, V. Hansteen, T.D. Tarbell, J. Lemen, A. Title, P. Boerner, et al.), *Astrophys. J.* **792**, L15 (2014).
15. Петер, Юдж (H. Peter and P. Judge), *Astrophys. J.* **522**, 1148 (1999).
16. Пикельнер С.Б., *Астрон. журн.* **46**, 328 (1969).
17. Прабхакар и др. (M. Prabhakar, K.P. Raju, and T. Chandrasekhar), *Solar Phys.* **294**, 1 (2019).
18. Прист Э.Р., *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985), с. 44.
19. Птицына О.В., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **38**, 892 (2012) [O.V. Ptirsyna, B.V. Somov, *Astron. Lett.* **38**, 801 (2012)].
20. Саманта и др. (T. Samanta, H. Tian, V. Yurchyshyn, et al.), *Science* **366**, 890 (2019).
21. Сеччи (A. Secchi), *L'astronomia in Roma nel pontificato DI Pio IX (1877)*.
22. Сомов (B.V. Somov), *Cosmic Plasma Physics* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2000).
23. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics, Part II, Reconnection and Flares* (Springer: New York, Heidelberg, London, 2013).
24. Стерлинг, Мариска (A. Sterling and J. Mariska), *Astrophys. J.* **349**, 647 (1990).
25. Стерлинг и др. (A. Sterling, J. Mariska, K. Shibata, and Y. Suematsu), *Astrophys. J.* **381**, 313 (1991).
26. Стерлинг (A. Sterling), *Solar Phys.* **196**, 79 (2000).
27. Такуши, Шибата (A. Takeuchi and K. Shibata), *Astrophys. J.* **546**, L73 (2000).
28. Хеггланд и др. (L. Heggland, B. De Pontieu, and V. Hansteen), *Astrophys. J.* **666**, 1277 (2007).
29. Холлвер (J. Hollweg), *Astrophys. J.* **257**, 345 (1982).
30. Холлвер и др. (J. Hollweg, S. Jackson, and D. Galloway), *Solar Phys.* **75**, 35 (1982).
31. Эну, Сомов (J.-C. Héroux and B.V. Somov), *Astron. Astrophys.* **241**, 613 (1991).

# ОРБИТАЛЬНОЕ МАНЕВРИРОВАНИЕ В ОКРЕСТНОСТЯХ КОЛЛИНЕАРНЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИЛ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2021 г. Д. В. Шиманчук<sup>1\*</sup>, А. С. Шмыров<sup>1</sup>, В. А. Шмыров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 02.07.2021 г.

После доработки 02.07.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Исследуется управляемое движение космического аппарата с солнечным парусом в межпланетном космическом пространстве вблизи окрестностей коллинеарных точек либрации  $L_1$  и  $L_2$  системы Солнце–Земля. Для описания орбитального движения используются уравнения круговой ограниченной задачи трех тел и их модификации. В работе представлена методика построения законов управления орбитальным движением и дана оценка области управляемости при решении задачи стабилизации или длительного удержания космического аппарата в окрестности  $L_1$  и  $L_2$ . Эта методика основана на решении задачи управления для линеаризованной модели уравнений орбитального движения и перенесения результатов на нелинейный случай. Такая методика построения управлений расширяет возможности как при решении задач стабилизации движения, так и при решении задач маневрирования в окрестности коллинеарной точки либрации. Для космического аппарата с солнечным парусом дана оценка области управляемости, представлены траектории возможного движения космического аппарата, которые обеспечиваются ориентацией солнечного паруса, при перелете из окрестности коллинеарной точки либрации. Именно в данных областях космического пространства, ввиду относительно небольшой величины силы гравитации, сила светового давления может иметь существенную эффективность. В качестве примера рассмотрена модель космического аппарата с солнечным парусом, парусность которого соответствует аппарату из реализованного проекта IKAROS и на порядок меньше парусности аппарата стандарта CubeSat из реализованного проекта LightSail-2.

*Ключевые слова:* ограниченная задача трех тел, точка либрации, солнечный парус, управляемое движение, инвариантное многообразие, маневрирование.

DOI: 10.31857/S0320010821100077

## ВВЕДЕНИЕ

Использование окрестности коллинеарной точки либрации ( $L_1$  или  $L_2$ ) системы Солнце–Земля в межпланетном космическом пространстве Земли уже давно имеет практическое значение в связи с проектами, реализуемыми NASA и ESA (ISEE-3, SOHO, WIND, ACE, Genesis и т.д.). При этом для корректировки и управления движением используются различные системы двигателей. В работе будем рассматривать движение космического аппарата (КА) под действием сил светового давления.

Идея использования солнечного паруса для удержания КА в окрестности коллинеарной точки либрации была сформулирована в работе Буклесса, Макиннеса (2008). В этой работе были изучены возможности использования изменения площади паруса, а также изменение ориентации

паруса для удержания космического аппарата на квазипериодической орбите. В работе (Шиманчук и др., 2020) рассматривалась задача удержания КА вблизи инвариантного многообразия в окрестности коллинеарной точки либрации. В данной работе мы приводим результаты численного исследования орбитального маневрирования с использованием солнечного паруса, которое позволяет оценить возможности такого управления и охарактеризовать область управляемости.

Под солнечным парусом будем понимать КА с установленной и развернутой на нем отражающей поверхностью, которая, поглощая и отражая солнечный свет, сообщает КА управляющее ускорение.

Движение КА с солнечным парусом рассматривается в межпланетном космическом пространстве во вращающейся геоцентрической системе координат в рамках хилловского приближения круговой

\* Электронный адрес: d.shimanchuk@spbu.ru

ограниченной задачи трех тел Солнце–Земля–КА (Шмыров, 2005).

### ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В качестве основной динамической модели движения для построения законов управления ориентацией солнечного паруса и численного моделирования будем использовать упрощенные уравнения, так называемое хилловское приближение уравнений движения. Эти уравнения получаются из круговой ограниченной задачи трех тел, если перейти от барицентрической вращающейся системы координат к относительной вращающейся системе координат с началом в центре массы Земли и оставить два первых члена в разложении солнечного потенциала. Такой прием применил Хилл в своей теории движения Луны.

Уравнения управляемого движения КА во вращающейся системе координат при использовании хилловского приближения для солнечного потенциала могут быть представлены в виде (Шмыров, 2005)

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = -\frac{3x_1}{\|\mathbf{x}\|^3} + 2x_1 + y_2 + u_1, \\ \dot{y}_2 = -\frac{3x_2}{\|\mathbf{x}\|^3} - x_2 - y_1 + u_2, \\ \dot{y}_3 = -\frac{3x_3}{\|\mathbf{x}\|^3} - x_3 + u_3, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mathbf{x} = (x_1; x_2; x_3)$  — вектор координат КА,  $\mathbf{y} = (y_1; y_2; y_3)$  — вектор сопряженных импульсов, центр инерции Земли совпадает с началом системы координат, а ось  $Ox_1$  направлена вдоль оси, соединяющей центры масс Земли и Солнца.  $\mathbf{u} = (u_1; u_2; u_3)$  — вектор управляющего воздействия. В случае, когда  $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ , будем иметь неуправляемую систему (1), которой будет отвечать неуправляемое движение. В принятой модели единицы времени и расстояния выбраны таким образом, что единица расстояния приблизительно равна  $10^{-2}$  а.е., а единица времени — 58.0916 сут (год, деленный на  $2\pi$ ). Точки либрации  $L_1$  и  $L_2$  во вращающейся системе неподвижны и имеют координаты  $\mathbf{x}^* = (1; 0; 0)$ ,  $\mathbf{y}^* = (0; 1; 0)$  и  $\mathbf{x}^{**} = (-1; 0; 0)$ ,  $\mathbf{y}^{**} = (0; -1; 0)$  соответственно.

Неуправляемая система (1) — гамильтонова с Гамильтонианом

$$H = \frac{\|\mathbf{y}\|^2}{2} - \frac{3}{\|\mathbf{x}\|} - \frac{3x_1^2}{2} + \quad (2)$$

$$+ \frac{\|\mathbf{x}\|^2}{2} + x_2 y_1 - x_1 y_2.$$

Гамильтониан (2) на траекториях движения неуправляемой системы (1) сохраняет свое значение, т.е. является интегралом для системы (1). Это свойство можно использовать для оценки точности численного интегрирования.

Система линеаризованных уравнений неуправляемой системы (1) в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  имеет вид

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = 8(x_1 - 1) + (y_2 - 1), \\ \dot{y}_2 = -4x_2 - y_1, \\ \dot{y}_3 = -4x_3, \end{cases} \quad (3)$$

а в окрестности  $L_2$

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = 8(x_1 + 1) + (y_2 + 1), \\ \dot{y}_2 = -4x_2 - y_1, \\ \dot{y}_3 = -4x_3. \end{cases} \quad (4)$$

Матрицы неуправляемых линеаризованных систем (3), (4) имеют одинаковый спектр (Шмыров, 2005):

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \pm\sqrt{1 + 2\sqrt{7}} = \pm l, \\ \lambda_{3,4} &= \pm i\sqrt{2\sqrt{7} - 1} = \pm i\omega_e, \\ \lambda_{5,6} &= \pm 2i = \pm i\omega_n. \end{aligned}$$

Из положительности собственного значения  $\lambda_1 = \sqrt{1 + 2\sqrt{7}}$  следует неустойчивость координат точек либрации  $L_1, L_2$ , т.е. координаты коллинерных точек либрации — неустойчивые положения равновесия типа седло, центр, центр.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Коллинеарная точка либрации является неустойчивой по Ляпунову (Маркеев, 1978). Поэтому если требуется обеспечить длительное пребывание КА в окрестности точки либрации, то необходимо решать задачу стабилизации орбитального движения (Шмыров, 2005). С другой стороны, неустойчивость точки либрации может быть использована как положительный фактор при задаче маневрирования небесного тела в околоземном космическом пространстве (Шмыров и др., 2015; Шмыров,

Шиманчук, 2015). Такие задачи возможны, например, при разработке способов противодействия астероидно-кометной опасности. Ударный управляемый объект перемещается в окрестность коллинеарной точки либрации и удерживается там длительное время. Затем, при приближении к Земле опасного астероида или кометы, этот объект отправляется на перехват. Из-за неустойчивости такой маневр можно реализовать с помощью малых управляющих воздействий (в частности, солнечного паруса).

В этом случае и возникает задача исследования движения солнечного паруса в межпланетном космическом пространстве Земли при использовании окрестностей коллинеарных точек либрации  $L_1$  и  $L_2$ .

Пусть солнечный парус с заданными характеристиками ( $m$  — масса солнечного паруса,  $S$  — его площадь) находится в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$  с начальными данными  $\mathbf{x}_0 = (x_{10}, x_{20}, x_{30})$ ,  $\mathbf{y}_0 = (y_{10}, y_{20}, y_{30})$ . Требуется дать представление о возможностях маневрирования и движения солнечного паруса в зависимости от его ориентации и характеристик в межпланетном космическом пространстве Земли.

Исследуется вопрос возможностей солнечного паруса в задаче управляемого движения КА в межпланетном космическом пространстве окрестности коллинеарных точек либрации  $L_1$  и  $L_2$ . При этом очень важно иметь качественную характеристику траекторий орбитального движения в окрестности точки либрации, по которой можно судить о перспективах дальнейшего движения — уход в околоземное пространство, переход на гелиоцентрическое движение или длительное пребывание в окрестности точки либрации. Такой характеристикой может служить текущее значение специальной функции от фазовых переменных (координат и сопряженных импульсов) — “функции опасности”. Эта функция строится на основе линейного приближения. Мы провели численные исследования, из которых видно, что эта характеристика остается справедливой и в нелинейном случае.

### ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ УПРАВЛЯЕМОГО ДВИЖЕНИЯ

Важной характеристикой поведения решения как систем (3), (4), так и самой нелинейной системы (1) в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ , является линейная форма фазовых переменных — функция опасности (Шмыров и др., 2015; Шмыров, Шиманчук, 2015; Поляхова и др., 2018; Шиманчук, Шмыров, 2013):

$$d_1 = \mathbf{a}_1 \mathbf{z},$$

где

$$\mathbf{a}_1 = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{l^2+3}{l}\right)^2 + 4}} \times \left( l^2 + 5; \frac{l^2-3}{l}; 0; \frac{l^2+3}{l}; 2; 0 \right)$$

— собственный вектор-строка, соответствующий собственному значению  $l$ ,  $\mathbf{z} = (x_1 \mp 1; x_2; x_3; y_1; y_2 \mp 1; y_3)$  — вектор-столбец, где верхний знак (нижний знак) соответствует окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  ( $L_2$ ). Вектор  $\mathbf{a}_1$  определяется с точностью до множителя, для определенности полагаем, что первая, четвертая и пятая компоненты удовлетворяют условиям:

$$a_{11} > 0, \quad a_{14}^2 + a_{15}^2 = 1. \quad (5)$$

На траекториях неуправляемой линеаризованной системы (3) и (4) функция опасности как функция времени имеет вид

$$d_1(t) = ce^{lt},$$

где  $c$  — действительное число, определяемое начальными данными.

У линейных неуправляемых систем уравнений (3) и (4) имеется инвариантное 5-мерное многообразие, заполненное ограниченными траекториями, асимптотически приближающимися к двухчастотным колебаниям с частотами  $\omega_e$  и  $\omega_n$ . Это многообразие, определяемое уравнением

$$d_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0.$$

В общем случае для неуправляемой нелинейной системы (1) знак функции опасности определяет направление ухода КА из окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  к Земле или к Солнцу, а из окрестности коллинеарной точки либрации  $L_2$  к Земле или от направления к Земле. Этот результат получен из численных экспериментов.

Для управляемой линеаризованной системы уравнений движения (3) поведение функции опасности  $d_1$  на траекториях описывается уравнением

$$\dot{d}_1 = ld_1 + a_{14}u_1 + a_{15}u_2. \quad (6)$$

Уравнение (6) позволяет строить управления по методу оптимального демпфирования функции опасности. Эти управления могут использоваться как для стабилизации (Шмыров, 2005; Шиманчук и др., 2020), так и для маневрирования (Шмыров и др., 2015; Шмыров, Шиманчук, 2015; Поляхова и др., 2018; Шиманчук, Шмыров, 2013).

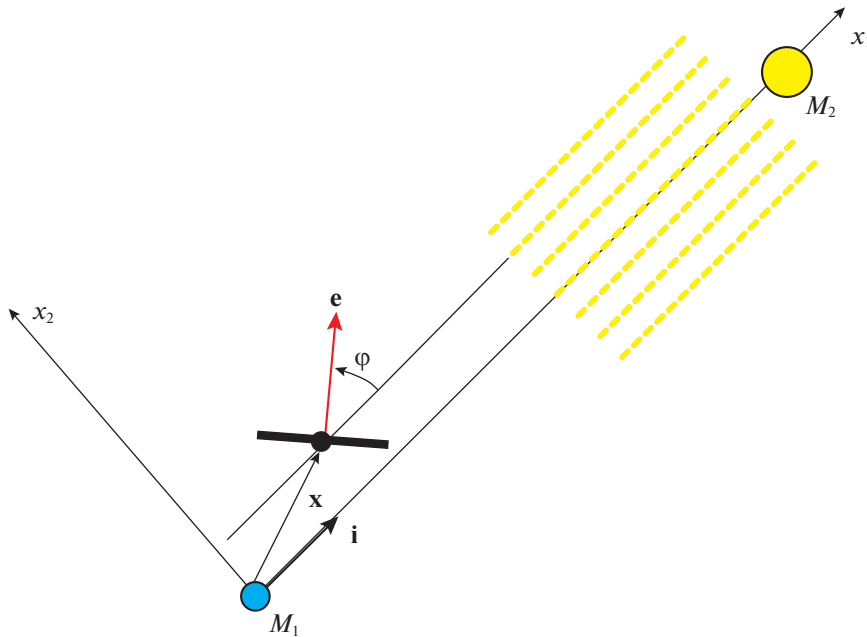


Рис. 1. Солнечный парус во вращающейся системе координат  $Oxyz$ .

### УПРАВЛЯЕМОЕ ДВИЖЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ СИЛ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Как видно из линеаризованных уравнений (3) и (4), а также из численного исследования (Шиманчук и др., 2020), поведение нормальной (к плоскости эклиптики) составляющей движения носит колебательный характер. Поэтому основное внимание мы обратим на орбитальное движение в плоскости эклиптики. Именно здесь и проявляются свойства неустойчивости, позволяющие существенно изменять траектории орбитального движения с помощью малых управляющих воздействий. В связи с этим мы предполагаем, что солнечный парус движется таким образом, что орт вектора нормали паруса  $\mathbf{e}$  все время параллелен плоскости эклиптики. В этом случае управляющее ускорение, создаваемое направленным потоком фотонов от Солнца, также будет лежать в плоскости, параллельной плоскости эклиптики. Отраженный и поглощенный потоки посредством солнечного паруса сообщают небесному телу ускорение, которое определяется по формуле

$$-2k \frac{pS}{m} \langle \mathbf{i}, \mathbf{e} \rangle^2 \mathbf{e} - (1 - k) \frac{pS}{m} \langle \mathbf{i}, \mathbf{e} \rangle \mathbf{i},$$

где  $p$  — давление солнечного света;  $\langle *, * \rangle$  — операция скалярного произведения векторов;  $k$  — коэффициент отражающей способности паруса, удовлетворяющий ограничениям  $0 \leq k \leq 1$  (при  $k = 1$  имеем случай идеально отражающей поверхности паруса, при  $k = 0$  — случай абсолютно черной по-

верхности);  $\mathbf{i}$  — орт направления от Земли к Солнцу (рис. 1).

В таком случае можно определить компоненты вектора управления, создаваемого солнечным парусом:

$$\begin{aligned} u_1 &= -2k \frac{pS}{m} \cos^3 \varphi - (1 - k) \frac{pS}{m} \cos \varphi, \\ u_2 &= -2k \frac{pS}{m} \cos^2 \varphi \sin \varphi, \\ u_3 &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где при условии  $k = \text{const}$  имеем один управляющий параметр  $\varphi$  — угол между векторами  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{e}$ . Угол  $\varphi$  при движении солнечного паруса в достаточно малой окрестности точки либрации можно принять равным углу между направлением на Солнце и вектором нормали паруса.

Следует заметить, что реализация закона управления (7) отвечает плоскому развороту паруса вокруг нормали к плоскости эклиптики. Если парус обладает односторонней отражающей поверхностью, то, согласно (7), управляющий параметр лежит в отрезке  $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$ . При  $\varphi = \pm\pi/2$  силы светового давления на КА не действуют.

Исследуем вопрос возможностей управляемого движения КА с солнечным парусом. Движению к Солнцу из окрестности  $L_1$  соответствует траектория с  $d_1 > 0$ , а движению к Земле — траектория с  $d_1 < 0$ . Движению к Земле из окрестности  $L_2$  соответствует траектория с  $d_1 > 0$ , а движению от направления к Земле — траектория с  $d_1 < 0$ . Для



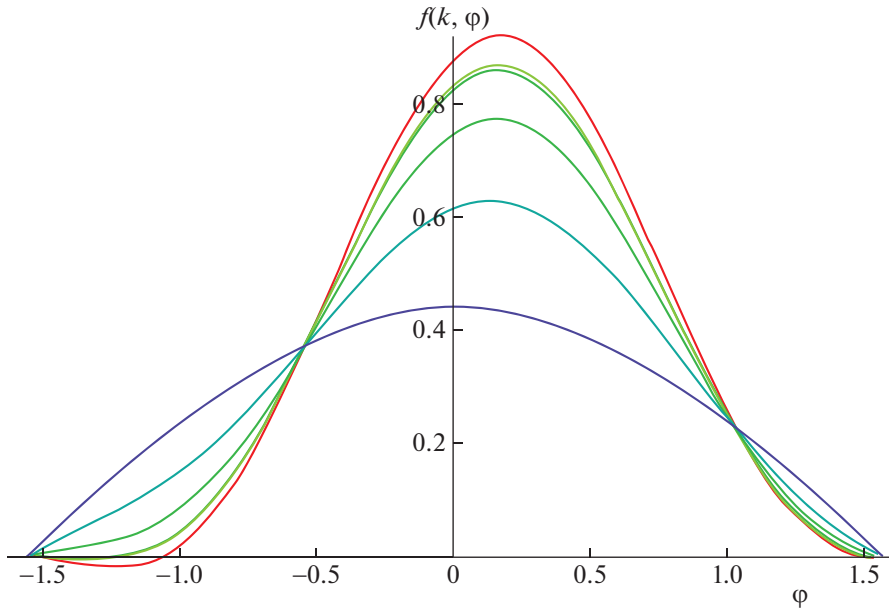


Рис. 2. Графики функции  $f(k, \varphi)$ :  $k = 1$  (красная кривая),  $k = 0.9, 0.88, 0.7, 0.4$  (зеленые кривые),  $k = 0$  (синяя кривая).

производной функции опасности (6), учитывая (5) и (7), тогда можем записать

$$\dot{d}_1 = ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \varphi), \quad (8)$$

где  $f(k, \varphi) = \cos \varphi \left[ k \cos \varphi \sin(\varphi + \varphi_0) + (1 - k) \times \frac{a_{14}}{2} \right]$ ,  $\varphi_0 = \arctg \frac{l^2 + 3}{2l} \approx 1.076$  рад.

При решении задачи удержания (стабилизации) значение функции опасности не слишком отличается от нуля. Поэтому управляющий параметр  $\varphi$  выбираем так, чтобы правая часть (8) была положительной, если  $d_1 < 0$ , и отрицательной, если  $d_1 > 0$ . Однако сделать это не всегда возможно. Мы опишем область фазового пространства, в которой этот выбор возможен. Эта область при-

ближенно описывает область управляемости при решении задачи удержания и дает представление о возможностях солнечного паруса.

Прежде всего отыщем максимум и минимум функции  $f(k, \varphi)$  по  $\varphi$  при различных значениях  $k$  (см. табл. 1).

Из рис. 2 следует, что эффективность управления в области  $d_1 < 0$  уменьшается при уменьшении коэффициента  $k$ , т.е. сама возможность управления в области  $d_1 < 0$  обеспечивается достаточно высокой отражающей способностью паруса, поскольку при  $k \leq k_{cr} \approx 0.88$  функция  $f(k, \varphi) \geq 0$  для любого  $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$ . Параметр  $k$ , если позволяют отражающие свойства паруса, можно использовать как управляющий параметр совместно или при фиксированном значении угла  $\varphi$ . Однако можно заметить, что имеются такие значения угла  $\varphi$ :  $-0.537866$  и  $1.03293$ , для которых  $f(k, \varphi)$  равняется соответственно  $0.377847$  и  $0.225398$  при любом значении  $k \in [0, 1]$ , что характеризует ограниченность использования только отражающей способности солнечного паруса при данных значениях угла ориентации.

Таблица 1. Значения угла  $\varphi$ , которые обеспечивают экстремум функции  $f(k, \varphi)$  ( $\alpha$  — максимум,  $\beta$  — минимум), при фиксированных значениях отражающей способности паруса  $k$

$N$	$k$	$\alpha$	$\beta$
1	1	0.168016	-1.24375
2	0.9	0.165262	-1.30361
3	0.88	0.164649	$\pm\pi/2, -1.3232$
4	0.7	0.157865	$\pm\pi/2$
5	0.4	0.137104	$\pm\pi/2$
6	0	0	$\pm\pi/2$

Пусть рассматривается случай движения паруса в окрестности точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ , тогда для удержания паруса в области  $d_1 < 0$  из равенства (8) и условия оптимального демпфирования функции опасности получаем

$$ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(1, \beta) > 0. \quad (9)$$

Это условие может быть обеспечено, если отражающая способность паруса  $k > k_{cr}$ , иначе управ-

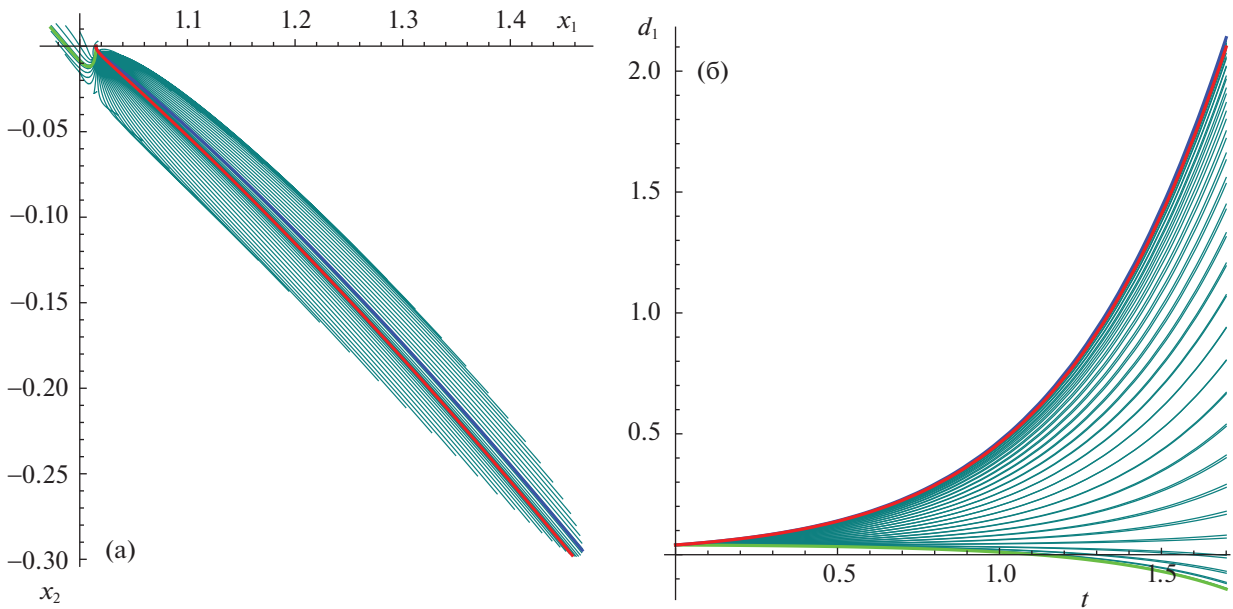


Рис. 3. Траектории движения солнечного паруса из окрестности  $L_1$  (а) и график значений функции опасности (б) с начальными данными (11) при  $d_1 > 0$  на промежутке времени около 100 сут.

ление с целью удержания в области  $d_1 < 0$  не представляется возможным.

Аналогично для удержания солнечного паруса в области  $d_1 > 0$  можно получить

$$ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(1, \alpha) < 0. \quad (10)$$

Если условия (9), (10) не выполняются для  $\alpha$  и  $\beta$ , то они не выполняются для любого другого угла  $\varphi$ , что во многом обусловлено начальными данными и характеристикой солнечного паруса — парусностью  $S/m$ . В этом случае солнечный парус будет просто уходить из окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  к Земле или к Солнцу, для окрестности  $L_2$  — от направления к Земле или к Земле.

Из условий (9) и (10) можно получить оценку снизу и сверху для значения функции опасности, а следовательно, и оценку области управляемости для задачи стабилизации орбитального движения в окрестности коллинеарной точки либрации  $L_1$  или  $L_2$ :

$$d_1^{\min} \leq d_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \leq d_1^{\max},$$

где  $d_1^{\min} = \frac{2pS}{ml}f(1, \beta)$ ,  $d_1^{\max} = \frac{2pS}{ml}f(1, \alpha)$ . Ясно, что в случае  $k < k_{\text{ср}}$  можно принять  $d_1^{\min} = 0$ . Такой анализ случая идеально отражающей поверхности паруса в работе (Шиманчук и др., 2020) был использован для построения законов управления орбитальным движением паруса с целью его удержания в окрестности точки либрации  $L_1$ .

Далее, на примере паруса с идеально отражающей способностью приведем численные примеры, которые демонстрируют возможности управления орбитальным движением солнечного паруса.

### ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ ДВИЖЕНИЯ КА С СОЛНЕЧНЫМ ПАРУСОМ

Проведем компьютерное моделирование движения солнечного паруса с идеально отражающей способностью в окрестности коллинеарных точек либрации  $L_1$  и  $L_2$ . Для моделирования движения используем параметры солнечного паруса  $m = 300$  кг,  $S = 225$  м<sup>2</sup>, которым будет соответствовать значение парусности, равное 7.5 см<sup>2</sup>/г. Это на порядок меньше парусности солнечного паруса из реализованного проекта LightSail-2, для которого она равна 64 см<sup>2</sup>/г.

Результаты численного моделирования управляемого движения солнечного паруса с начальными данными

- для окрестности  $L_1$ :

$$\begin{aligned} x_{10} &= 1.015, & x_{20} &= 0, & x_{30} &= 0, & (11) \\ y_{10} &= 0, & y_{20} &= 1, & y_{30} &= 0 & (d_1 > 0), \\ x_{10} &= 0.9998, & x_{20} &= 0, & x_{30} &= 0, \\ y_{10} &= 0, & y_{20} &= 1, & y_{30} &= 0 & (d_1 < 0); \end{aligned}$$

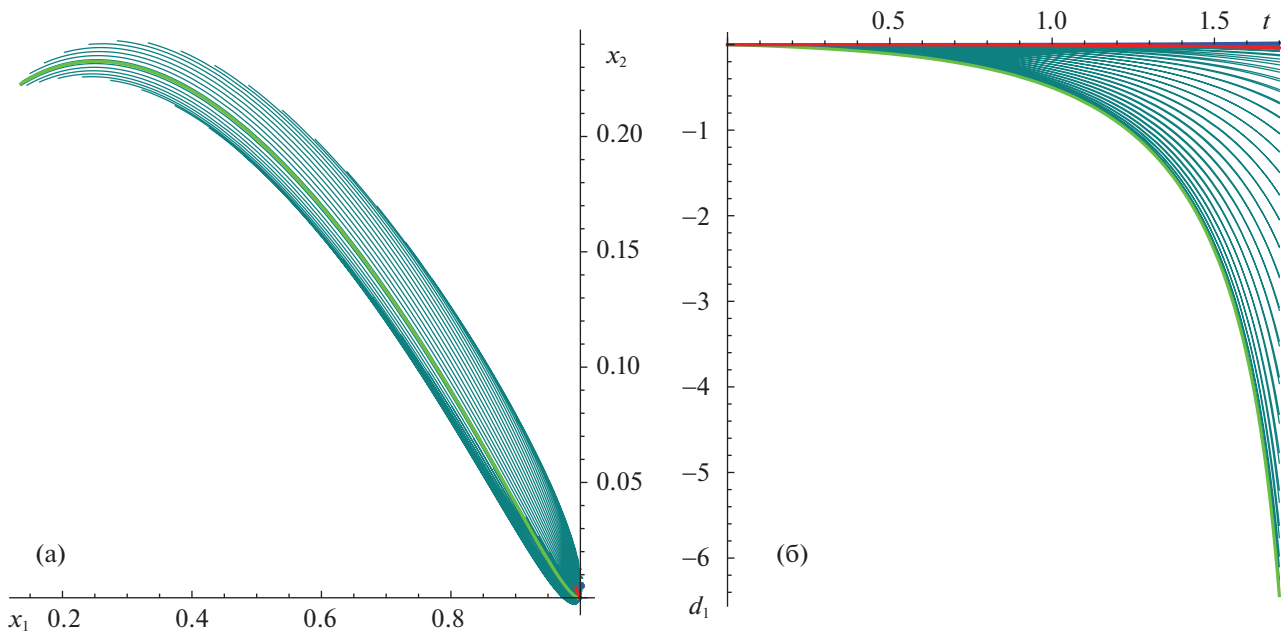


Рис. 4. Траектории движения солнечного паруса из окрестности  $L_1$  (а) и график значений функции опасности (б) с начальными данными (11) при  $d_1 < 0$  на промежутке времени около 100 сут.

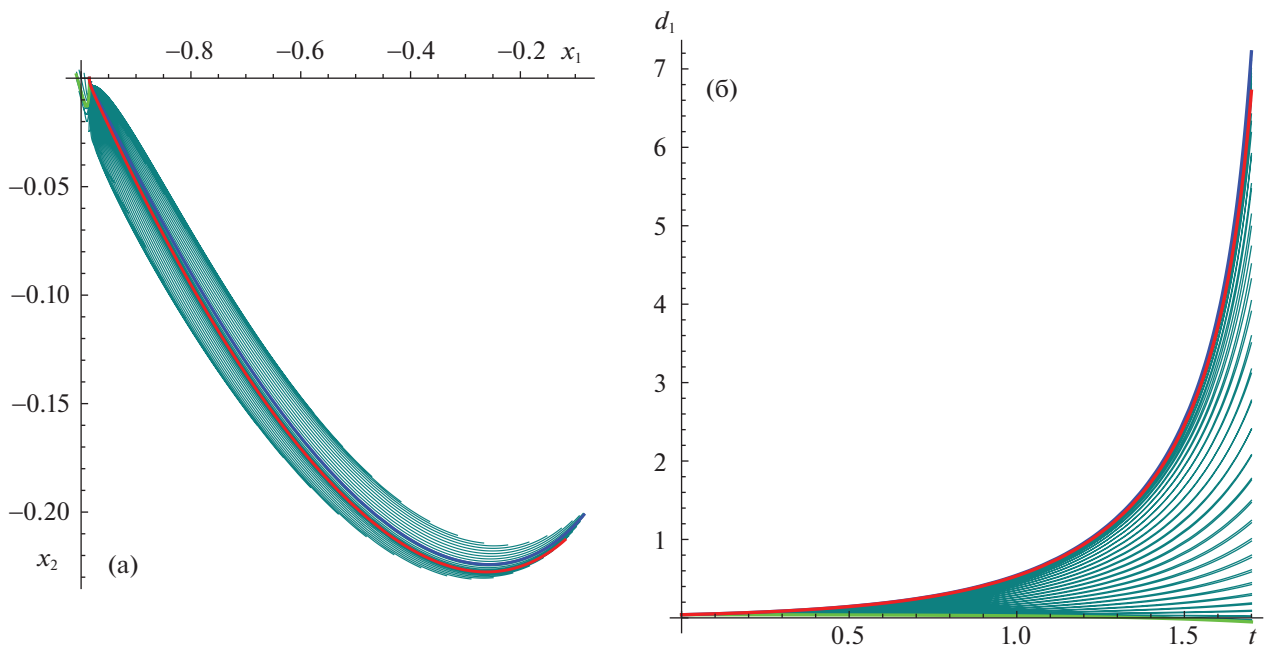
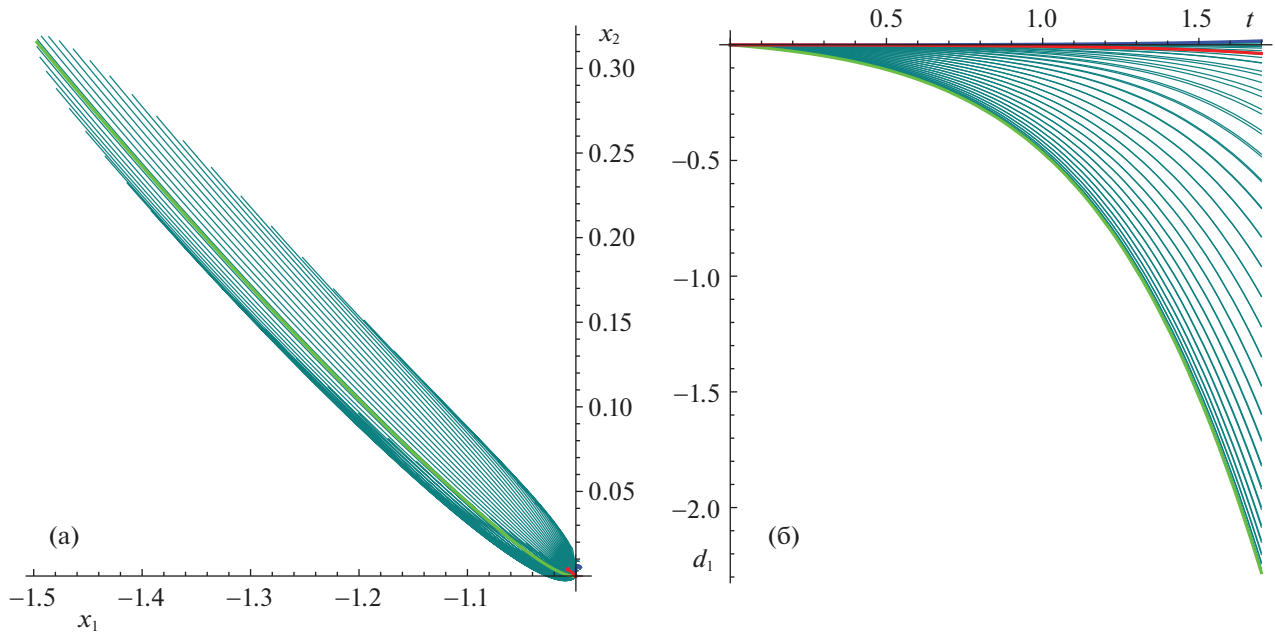


Рис. 5. Траектории движения солнечного паруса из окрестности  $L_2$  (а) и график значений функции опасности (б) с начальными данными (12) при  $d_1 > 0$  на промежутке времени около 100 сут.

- для окрестности  $L_2$ :

$$\begin{aligned}
 x_{10} &= -0.985, & x_{20} &= 0, & x_{30} &= 0, & (12) \\
 y_{10} &= 0, & y_{20} &= -1, & y_{30} &= 0 & (d_1 > 0), \\
 x_{10} &= -1.0002, & x_{20} &= 0, & x_{30} &= 0, \\
 y_{10} &= 0, & y_{20} &= -1, & y_{30} &= 0 & (d_1 < 0)
 \end{aligned}$$

при  $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2)$  на промежутке времени порядка ста земных суток месяца приведены на рис. 3–6, где также проиллюстрированы значения функции опасности на траекториях движения. Выделенные на рисунках красным цветом кривые относятся к неуправляемому движению КА, зеленым — к движению КА при  $\varphi = \alpha$ , синим — к движению КА



**Рис. 6.** Траектории движения солнечного паруса из окрестности  $L_2$  (а) и график значений функции опасности (б) с начальными данными (12) при  $d_1 < 0$  на промежутке времени около 100 сут.

при  $\varphi = \beta$  (см. табл. 1, случай  $k = 1$ ). Выбор начальных данных в окрестности точки либрации с точностью до линейного приближения обусловлен областью управляемости  $-0.00079 < d_1(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0) < 0.04221$ . Кроме этого, выбор таких начальных данных связан с близостью к границе управляемости, тогда можно сказать, что найдутся значения угла  $\varphi$ , для которых обеспечивается движение, при котором функция опасности меняет знак, т.е. солнечный парус не уходит в ту область, которой соответствует знак функции опасности в начальный момент времени. Также заметим, что если  $\varphi = 0$  (нормаль паруса направлена на Солнце), то ускорение от солнечного паруса будет равно  $6.84 \times 10^{-6} \text{ м/с}^2$ , т.е. под действием только сил светового давления КА из состояния покоя за сто суток отклонится на расстояние порядка 255.3 тыс. км.

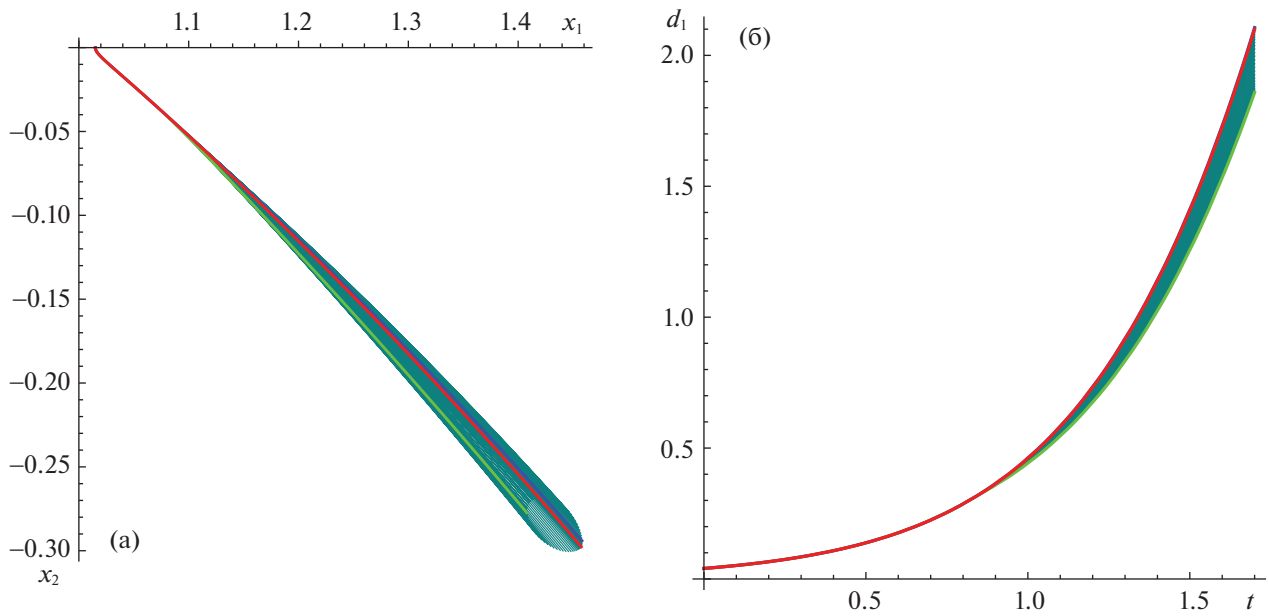
Вопрос о том, каким образом КА оказался в точке с фазовыми координатами (11), (12), в данной работе не исследуется, формулировка идеи и возможный алгоритм решения такой задачи представлены в работе Шиманчука, Шмырова (2013).

На рис. 3 и 4 представлены траектории движения солнечного паруса из окрестности точки  $L_1$  и соответствующие графики значений функции опасности на этих траекториях. Аналогично на рис. 5 и 6 представлены траектории движения солнечного паруса из окрестности точки  $L_2$  и соответствующие графики значений функции опасности на траекториях. Здесь каждой траектории соответствует постоянное значение — узел равномерного разбиения рассматриваемого промежутка для управляющего

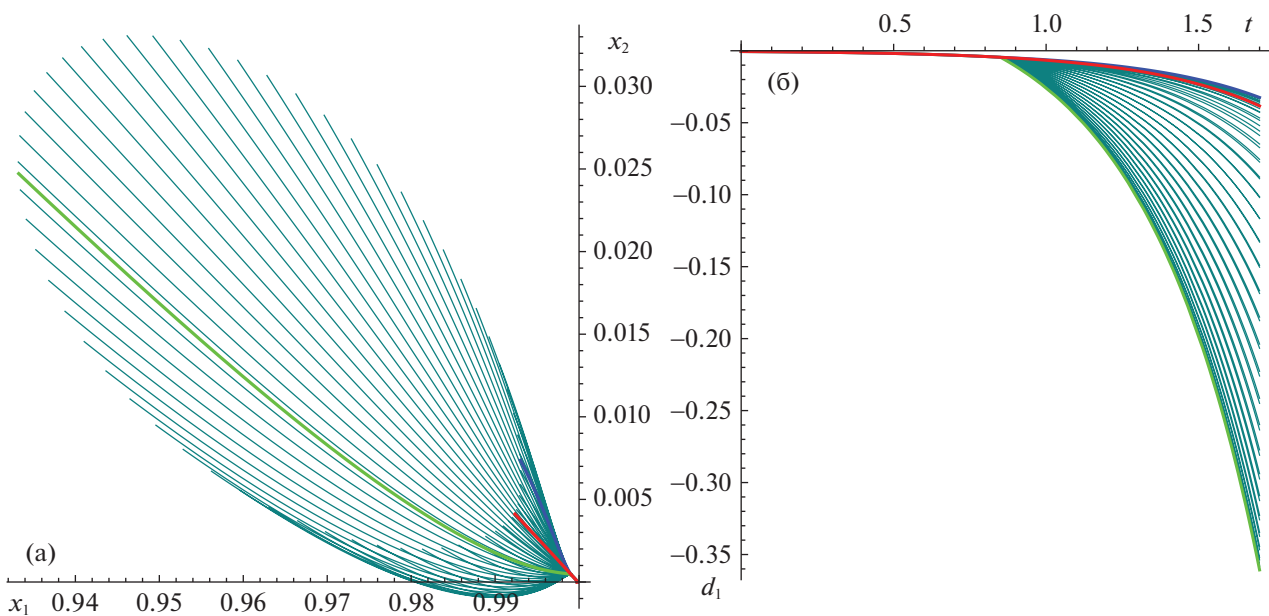
параметра ( $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$ ), в каждом из примеров строятся 64 траектории).

Заметим также, что совместно с углом ориентации паруса  $\varphi$  при движении КА следует рассматривать управляющий параметр  $\tau$ , который соответствует моменту времени переориентации паруса. Так, пусть для первого и второго численных примеров (рис. 3, 4) КА на промежутке времени  $\tau$ , приблизительно равном пятидесяти суткам, совершал неуправляемое движение, а далее происходит переориентация паруса, согласно уже проведенным ранее численным экспериментам. На рис. 7 и 8 представлены результаты такого моделирования.

Численные примеры демонстрируют возможности управляемого движения КА с солнечным парусом при фиксированном значении управляющего параметра  $\varphi$ , что и позволяет перейти к решению вопроса управляемого движения КА с солнечным парусом с целью удержания КА в окрестности точки либрации или решения задач, связанных с маневрированием в межпланетном космическом пространстве Земли. Также численное исследование подтверждает принятую гипотезу о соответствии поведения функции опасности и траектории орбитального движения — когда функция опасности возрастает, наблюдается переход к гелиоцентрическому движению из окрестности  $L_1$  и к геоцентрическому движению из окрестности  $L_2$ . Если значение функции опасности убывает, то это соответствует переходу к геоцентрическому движению из окрестности  $L_1$  и к гелиоцентрическому движению из окрестности  $L_2$ .



**Рис. 7.** Траектории движения солнечного паруса из окрестности  $L_1$  (а) и график значений функции опасности (б) с начальными данными (11) при  $d_1 > 0$  на промежутке времени около 100 сут.



**Рис. 8.** Траектории движения солнечного паруса из окрестности  $L_1$  (а) и график значений функции опасности (б) с начальными данными (11) при  $d_1 < 0$  на промежутке времени около 100 сут.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенные законы управления движением КА с солнечным парусом, построенные для модели хилловского приближения круговой ограниченной задачи трех тел, показали в ходе численных экспериментов свою эффективность и в более общей модели движения — круговой ограниченной задаче трех тел (Шиманчук и др., 2020). Эффективность управления для задачи удержания солнечно-

го паруса существенно выше в области  $d_1 > 0$  по сравнению с управлением в области  $d_1 < 0$ . При этом такая возможность и максимальная эффективность маневрирования в области  $d_1 < 0$  обеспечиваются достаточно большой отражающей способностью паруса  $k$ . Показано, что при  $k < k_{cr} \approx 0.88$  такая возможность теряется, т.е. парус с невысокой отражающей способностью не может обеспечить движение “против солнечного ветра”.

Предложенная методика управления ориентацией с различной отражающей способностью солнечного паруса позволяет решать как задачи удержания солнечного аппарата в окрестностях коллинеарных точек либрации, так и задачи ухода из этих окрестностей. Задача удержания или стабилизации заключается в обеспечении близости в фазовом пространстве КА к инвариантному многообразию. При решении задачи маневрирования в межпланетном космическом пространстве Земли из условия оптимального демпфирования функции опасности определяется направление скорейшего выхода из окрестности точки либрации (для представленных численных примеров движения КА с солнечным парусом эти направления определяются значениями угла ориентации —  $\alpha$  и  $\beta$ ). Такой подход был использован в работе Шмырова и др. (2015). В настоящем исследовании для оценки области достижимости на конечном промежутке времени рассмотрены движения при фиксированных различных значениях угла ориентации солнечного паруса.

Приведенное численное исследование показало, что силы светового давления могут существенно повысить эффективность орбитального маневрирования в окрестности коллинеарной точки либрации системы Солнце—Земля. Это исследование позволяет сделать вывод: знак специальной функции — функции опасности в окрестности точки либрации может служить в качестве характеристики орбитального движения. Этот теоретический результат для линеаризованных уравнений

остаётся справедливым и для нелинейной системы уравнений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буклесс, Макиннес (J. Bookless and C. McInnes), *Acta Astronautica* **62**, 159 (2008).
2. Маркеев А.П., *Точки либрации в небесной механике и космодинамике* (М.: Наука, 1978).
3. Поляхова и др. (E. Polyakhova, A. Shmyrov, and V. Shmyrov), *AIP Conf. Proceed.* (Ed. E.V. Kustova, G.A. Leonov, M.P. Yushkov, N.F. Morosov, M.A. Mekhonoshina, St. Petersburg, AIP, 2018).
4. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., *Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 10: Прикладная математика, информатика, процессы управления* **2**, 76 (2013).
5. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 193 (2020) [D.V. Shymanchuk, et al., *Astron. Lett.* **46**, 185 (2020)].
6. Шмыров В.А., *Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 10. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления* **2**, 193 (2005).
7. Шмыров, Шиманчук (A. Shmyrov and D. Shymanchuk), *Inter. Conf. on Mechanics — Seventh Polyakhov's Reading* (Ed. A.A. Tikhonov, St. Petersburg, IEEE, 2015).
8. Шмыров и др. (A. Shmyrov, D. Shymanchuk, and L. Sokolov), *Inter. Conf. on "Stability and Control Processes" in Memory of V.I. Zubov, SCP 2015 — Proceedings* (Ed. L.A. Petrosyan, A.P. Zhabko, St. Petersburg, IEEE, 2015), p. 129.

**ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА НАУМОВИЧА  
ЖАРКОВА  
(04.03.1926–26.02.2021)**



26 февраля 2021 г. на 95-ом году жизни скончался выдающийся российский ученый Владимир Наумович Жарков — всемирно известный специалист и автор фундаментальных работ в области геофизики, планетологии, физики высоких давлений, основоположник новых научных направлений: сравнительной планетологии, физики земных и планетных недр, гелиосейсмологии, физики собственных колебаний Земли и планет.

Владимир Наумович родился 4 марта 1926 г. в Ленинграде. Участвовал в Великой отечественной войне. В 1949 г. окончил Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (по специальности “теоретическая физика”). Он стал одним из немногих физиков-теоретиков, успешно сдавших легендарный “теоретический минимум” Л.Д. Ландау. В 1949 г. был распределен в лабораторию радиографии Научно-исследовательского кинофотоинститута (НИКФИ) в Москве. С 1956 г. постоянно работал в Институте физики Земли им. О.Ю. Шмидта АН СССР (ныне — РАН), где прошел путь от младшего до главного научного сотрудника и заведующего лабораторией. В 1964 г. Владимир Наумович стал доктором физико-математических наук,

в 1973–1991 гг. был профессором Московского физико-технического института (МФТИ), где читал курс “Физика земных и планетных недр”, а с 1977 г. — профессором ВАК по специальности “геофизика”. Он избран почетным членом Американского геофизического союза (2005 г.), являлся членом Международного астрономического союза, ряда научных советов РАН, был заместителем главного редактора журнала “Астрономический вестник, исследования Солнечной системы” и членом редколлегии журнала “Письма в Астрономический журнал”.

Основные научные работы В.Н. Жаркова посвящены физике высоких давлений и недр Земли, планет и их спутников, теории равновесной фигуры и собственных колебаний планет, космогонии. Опираясь на результаты лабораторных экспериментов с горными породами и минералами при высоких давлениях и температурах, он разработал комплекс теоретических методов для исследования их свойств в условиях земных и планетных недр, построил термодинамическую модель ядра и мантии Земли. Он разработал общую теорию температурных деформаций Земли, обнаружил слой низкой механической добротности в мантии и ввел понятие ее диффузионной вязкости. Построил теорию возмущений для собственных колебаний Земли с разложением плотности и упругих модулей коры и мантии по сферическим функциям.

В.Н. Жарков считал планеты и их спутники естественными лабораториями высоких давлений и температур, поэтому переход от физики Земли к планетологии в период взрывного развития космических исследований стал естественным. Он выполнил обширные циклы работ по физике недр Марса, Венеры, Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна. Владимир Наумович осуществил пионерские исследования в области гелиосейсмологии, сейсмологии планет-гигантов, впервые рассчитал спектры собственных колебаний Юпитера, Сатурна, Урана, сделал оценки диссипативных факторов этих планет. На основе развития теории фигуры (основного аппарата для исследований адиабатических планет-гигантов) и построения уравнений

состояния космохимических элементов и их соединений для высоких (100 Мбар) давлений и температур в десятки тысяч градусов уже в конце 1960-х годов он, вместе с соавтором В.П. Трубицыным, пришел к выводу о газожидком состоянии планет-гигантов. В.Н. Жарков выдвинул гипотезу об ведущей роли планет-гигантов (прежде всего Юпитера, образовавшегося на раннем этапе эволюции протопланетного диска) в формировании других планет. Работы Владимира Наумовича вместе с соавторами инициировали активные исследования планет в научных центрах по всему миру. Зародилось новое научное направление “сравнительная планетология”, одним из основателей и признанным лидером которого стал В.Н. Жарков.

В 2000 г. Владимир Наумович построил эволюционную кривую лунной орбиты с учетом данных о Луне, полученных с космических аппаратов, и данных об истории земных континентов, а так же предсказал существование на Луне слоя пониженных сейсмических скоростей. Результаты этого исследования легли в основу современных концепций ряда разделов наук о Земле, они используются при планировании будущих космических экспериментов.

Опубликовав более 250 научных статей по физике Земли, Луны, Венеры, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, В.Н. Жарков также является автором и соавтором ряда учебников и монографий: “Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах” (1968), “Введение в физику Луны” (1969), “Физика Земли и планет. Фигуры и внутреннее строение” (1971), “Внутреннее строение Земли, Луны и планет” (1973), “Внутреннее строение Земли и планет” (1978, 1983), “Физика планетных недр” (1980), “Helioseismology” (1988), “Venus Geology, Geochemistry, and Geophysics: Research Results from the Soviet Union” (1992), “Evolution of the Earth and planets” (1993), “The Earth and its rotation” (1996), “Физика земных недр” (2012),

“Внутреннее строение Земли и планет. Элементарное введение в планетную и спутниковую геофизику” (2013). Многие из них стали настольными книгами у советских и российских геофизиков, они переведены на разные языки мира, к ним и сейчас проявляют интерес крупнейшие зарубежные издательства, обращаясь с просьбами о разрешении перевода.

За свои научные достижения В. Н. Жарков награжден орденом “Знак почета” (в 1979 г.), премиями РАН им. О. Ю. Шмидта АН СССР (в 1980 г. — за серию работ по теме “Физика земных и планетных недр”) и им. Б.Б. Голицина (в 2003 г. — за цикл работ “Собственные колебания Земли и планет”), медалью Ранкорна-Флоренского Европейского союза наук о Земле (в 2004 г. — за большой и важный вклад в планетологию, особенно за работы по внутреннему строению и составу Марса). Он был удостоен звания Заслуженный деятель науки РФ (2004 г.), а 1 февраля 2021 г. ему было присвоено звание “Почетный работник науки и высоких технологий Российской Федерации”.

Владимир Наумович создал и в течение нескольких десятилетий возглавлял крупную научную школу по сравнительной планетологии. Он был не просто физиком-теоретиком высочайшей квалификации, генератором новых оригинальных идей и гипотез, но и талантливым педагогом. Под его научным руководством выполнены и защищены множество дипломных работ, 19 кандидатских и 10 докторских диссертаций. Широкая эрудиция, доброжелательность, незаурядное чувство юмора делали общение с ним легким, но при этом интересным и полезным, часто открывающим новые аспекты проблемы. Он подготовил достойную смену, которая будет продолжать и развивать дело, которому он посвятил жизнь и для которого так много сделал.

Светлая память об этом великом ученом и замечательном человеке навсегда сохранится в наших сердцах.