

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 46, номер 9, 2020

---

---

GRB 200415A: гигантская вспышка магнетара или короткий гамма-всплеск? <i>П. Ю. Минаев, А. С. Позаненко</i>	611
Расстояние до сейфертовской галактики NGC 1672 и ее звездное строение <i>Н. А. Тихонов, О. А. Галазутдинова</i>	624
Ранняя болометрическая светимость SN 2013fs без фотометрии <i>Н. Н. Чугай</i>	633
НЗ-75: планетарная туманность с двойной центральной звездой NSV 16624 <i>В. П. Архипова, Н. П. Иконникова, М. А. Бурлак, А. В. Додин</i>	640
Орбиты и структура четверных систем GJ 225.1 и FIN 332 <i>А. А. Токовинин</i>	651
Влияние столкновений с атомами водорода на эффекты отклонений от ЛТР для К I и Са II в атмосферах звезд <i>М. Д. Неретина, Л. И. Машонкина, Т. М. Ситнова, С. А. Яковлева, А. К. Беляев</i>	660
Изменения периода цефеиды населения II СС Луг <i>Л. Н. Бердников, А. М. Якоб, Е. Н. Пастухова</i>	669
Памяти Михаила Николаевича Павлинского (08.12.1959–01.07.2020)	684

---

---



## GRB 200415A: ГИГАНТСКАЯ ВСПЫШКА МАГНЕТАРА ИЛИ КОРотКИЙ ГАММА-ВСПЛЕСК?

© 2020 г. П. Ю. Минаев<sup>1\*</sup>, А. С. Позаненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19.08.2020 г.

После доработки 28.08.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Проведен детальный анализ данных эксперимента GBM/Fermi с целью классификации всплеска гамма-излучения GRB 200415A. Показано, что, с одной стороны, это событие проявляет типичные для гамма-всплесков (GRB) типа I (коротких) свойства: длительность, переменность и характер спектральной эволюции. С другой стороны, локализация источника события на небесной сфере, полученная методом триангуляции, указывает на близкую ( $D_L = 3.5$  Мпк) галактику NGC 253 (Скульптор) как возможную родительскую галактику этого всплеска. Это вносит существенные ограничения на энерговыделение события ( $E_{iso} \sim 10^{46}$  эрг) и дает альтернативную интерпретацию GRB 200415A как гигантскую вспышку источника мягкого повторного гамма-излучения (SGR). В пользу этой интерпретации говорит нетипично жесткая для гамма-всплесков форма энергетического спектра. Кроме того, по положению всплеска на диаграммах  $E_{p,i} - E_{iso}$  (положение максимума в энергетическом спектре  $\nu F_\nu$  в системе источника в зависимости от изотропного эквивалента полной энергии, выделившейся в гамма-диапазоне) и  $T_{90,i} - EH$  (длительность в системе источника в зависимости от комбинации параметров  $EH = E_{p,i,2} E_{iso,51}^{-0.4}$ ) GRB 200415A однозначно классифицируется как гигантская вспышка магнетара при условии его ассоциации с галактикой NGC 253. На этих диаграммах известные гигантские вспышки в Галактике и кандидаты в гигантские вспышки в близких галактиках образуют хорошо выделяемую группу, в которую попадает источник GRB 200415A.

*Ключевые слова:* гамма-транзиенты, гамма-всплески, GRB, магнетары, SGR, GRB 200415A, NGC 253, Скульптор.

DOI: 10.31857/S0320010820090041

### ВВЕДЕНИЕ

Два различных типа космических гамма-всплесков (GRB) были впервые обнаружены в серии экспериментов КОМУС (Мазец и др., 1981) и затем подтверждены на большем статистическом материале в эксперименте BATSE/CGRO (Кувелиоту и др., 1993). Всплески типа I (короткие) характеризуются меньшей длительностью (в основном, менее 2 с), более жестким энергетическим спектром (большей долей высокоэнергетичного излучения) и менее выраженной спектральной эволюцией (задержкой низкоэнергетичного излучения) по сравнению со всплесками типа II (Кувелиоту и др., 1993; Норрис и др., 2005; Минаев и др., 2010а, 2012, 2014). При этом распределения этих двух типов гамма-всплесков по длительности и спектральной жесткости, традиционно используемые для классификации всплесков, значительно перекрываются, сохраняя актуальность проблемы

классификации, особенно в области перекрытия распределений (см., например, Минаев и др., 2010б; Минаев, Позаненко, 2017). Корректная классификация имеет ключевое значение для исследования источников гамма-всплесков.

Гамма-всплески типа I связаны со слиянием системы двух нейтронных звезд (Блинников и др., 1984; Пачинский, 1986; Межарос, Рис, 1992), что недавно было подтверждено гравитационно-волновыми детекторами LIGO/Virgo для события GRB 170817A (Эбботт и др., 2017а,б; Позаненко и др., 2018) и для события GRB 190425A (Эбботт и др., 2020; Позаненко и др., 2020а). Некоторые всплески типа I сопровождаются дополнительным компонентом с длительностью в десятки секунд и более мягким энергетическим спектром (по сравнению с основным эпизодом излучения) — пролонгированным излучением (extended emission), природа которого до сих пор не выяснена (Коннатон, 2002; Герелс и др., 2006; Россвог, 2007; Метцгер и др.,

\* Электронный адрес: minaevp@mail.ru

2008; Минаев и др., 2010а,б; Норрис и др., 2010; Барков, Позаненко, 2011).

Гамма-всплески типа II ассоциируются с коллапсом ядра массивной звезды (Вусли, 1993; Пачинский, 1998; Межарос, 2006), часть из них также сопровождается вспышкой яркой сверхновой типа Ic (Галама и др., 1998; Пачинский, 1998; Кано и др., 2017; Вольнова и др., 2017).

Короткое и жесткое гамма-излучение также характерно для источников мягкого повторного гамма-излучения (SGR) во время гигантских вспышек (см., например, Мазец и др., 1979; Томпсон, Дункан, 2001; Фредерикс и др., 2007а; Мазец и др., 2008). Кривая блеска гигантской вспышки состоит из короткого (доли секунды), жесткого и яркого основного эпизодов, за которыми следует длительное (сотни секунд) и значительно более слабое продленное излучение, характеризующееся сильной переменностью, в том числе квазипериодичностью (Ферочи и др., 1999; Израел и др., 2005). Большинство источников мягкого повторного гамма-излучения располагаются в Галактике, однако основной короткий эпизод гигантской вспышки можно зарегистрировать также из ближайших к нам галактик, причем его наблюдаемые свойства будут во многом аналогичны свойствам космических гамма-всплесков типа I, внося дополнительные сложности при классификации транзиентных гамма-источников (см., например, Позаненко и др., 2005; Попов, Штерн, 2006; Крайдер, 2006; Мазец и др., 2008). Источники мягкого повторного гамма-излучения, вероятно, связаны с магнетарами — сильно замедленными одиночными нейтронными звездами ( $B \sim 10^{14}$  Гс), природа их гигантских вспышек остается невыясненной (Дункан, Томпсон, 1992; Томпсон, Дункан, 1995; Кувелиоту и др., 1999).

Всплеск гамма-излучения GRB 200415A был изначально классифицирован как гамма-всплеск типа I (Биссалди и др., 2020), однако область локализации его источника на небесной сфере, полученная с помощью метода триангуляции, содержит в себе близкую галактику Скульптор (NGC 253), что указывает на возможную связь этого события с гигантской вспышкой SGR в этой галактике (Свинкин и др., 2020б). В работе мы проводим детальный спектрально-временной анализ этого события в гамма-диапазоне по данным эксперимента GBM/Fermi с целью определения природы его источника, в том числе используя новый метод классификации гамма-всплесков, основанный на корреляции полной энергии ( $E_{iso}$ ) и спектральной жесткости ( $E_{p,i}$ ) всплесков, впервые предложенный в работе (Минаев, Позаненко, 2020).

## НАБЛЮДЕНИЯ GRB 200415A

Яркий всплеск гамма-излучения GRB 200415A длительностью около 0.2 с и жестким энергетическим спектром, характерными для гамма-всплесков типа I, был зарегистрирован 15 апреля 2020 г. в 08 : 48 : 06.56 UT рядом космических гамма-экспериментов: GBM/Fermi (Биссалди и др., 2020), LAT/Fermi (Омодей и др., 2020а), Kopus-Wind (Фредерикс и др., 2020), SPI-ACS/INTEGRAL (Позаненко и др., 2020б), ASIM (Марисалди и др., 2020), Mars-Odyssey/HEND (Свинкин и др., 2020б), BAT/Swift (Свинкин и др., 2020б).

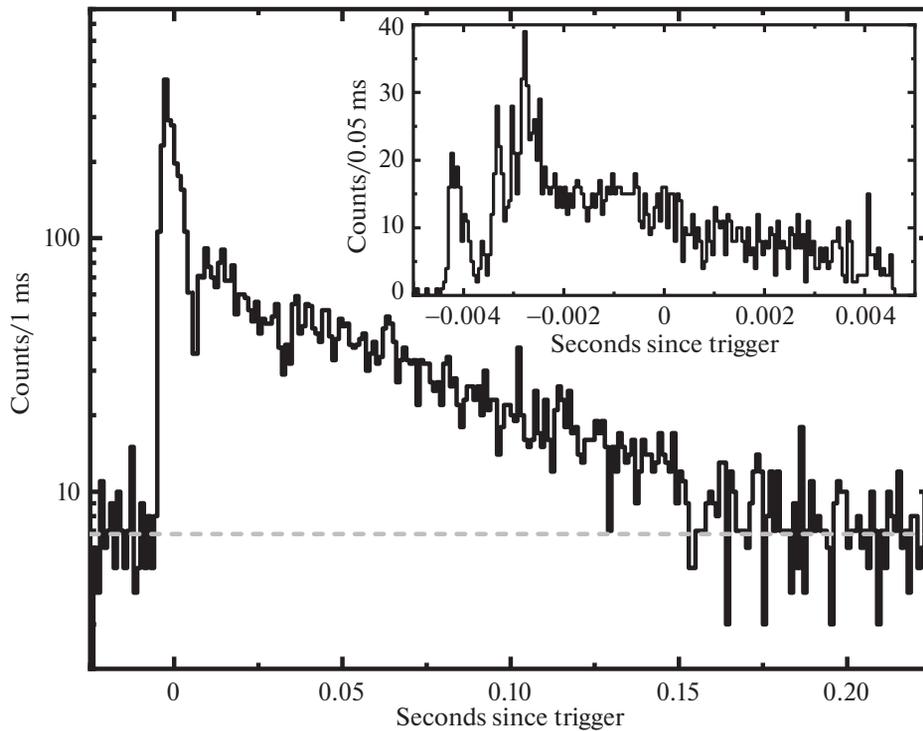
Одновременная регистрация большим количеством экспериментов позволила построить достаточно точную карту локализации источника на небесной сфере с помощью метода триангуляции IPN (Свинкин и др., 2020а,б). С помощью экспериментов GBM и LAT, размещенных на борту обсерватории Fermi, независимо построены карты локализации источника, которые согласуются с картой локализации IPN, но при этом не так точны (Омодей и др., 2020б; Биссалди и др., 2020; Кунцвайлер и др., 2020). Площадь области локализации IPN составляет менее 300 кв. угл. мин с максимальным поперечником 27 угл. мин.

Внутри области локализации находится близкая ( $D_L = 3.5$  Мпк) галактика Скульптор (NGC 253), которая может быть родительской галактикой источника этого всплеска. В этом случае данное событие можно интерпретировать как гигантскую вспышку источника SGR, ориентируясь, в первую очередь, на полную энергетику события, недостаточную для космических гамма-всплесков ( $E_{iso} \sim 10^{46}$  эрг, Биссалди и др., 2020; Свинкин и др., 2020а).

Поиск компонентов излучения этого события в оптическом диапазоне был проведен только группой МАСТЕР спустя сутки после всплеска внутри области локализации IPN, однако достоверных кандидатов обнаружено не было, верхний предел на оптический источник — 18.9 зв. вел. (Липунов и др., 2020а,б).

## АНАЛИЗ ДАННЫХ GBM/FERMI

Источником исходных данных эксперимента GBM/Fermi в работе является общедоступный FTP-архив (<ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/fermi/data/>). В этих данных обнаружен провал во временном интервале 0.0047–0.0063 с относительно триггера, который, вероятно, связан с переполнением телеметрии. В качестве нуля на временной шкале используется момент срабатывания триггера прибора GBM/Fermi: 15 апреля 2020 г., 08 : 48 : 06.56 UT.



**Рис. 1.** Кривая блеска GRB 200415A в энергетическом диапазоне 7–4000 кэВ по данным GBM/Fermi с временным разрешением 1 мс, штриховой линией показан уровень фона. На врезке — кривая блеска основного эпизода с разрешением 50 мкс. По горизонтальной оси — время относительно триггера GBM/Fermi в секундах, по вертикальной — количество отсчетов в бине. Провал в кривой блеска в интервале 0.0047–0.0063 с связан с отсутствием данных.

### Структура кривой блеска

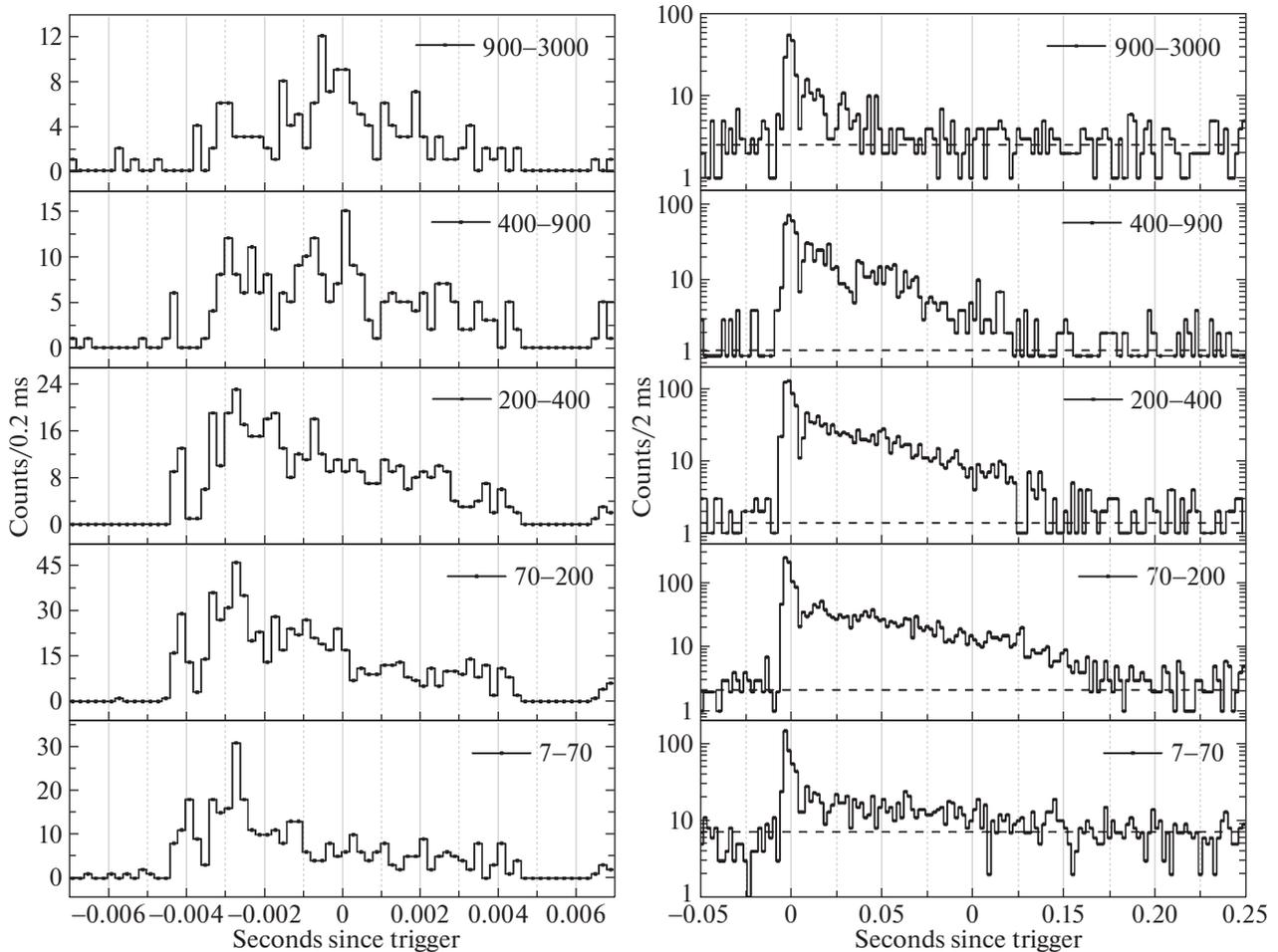
Анализ кривых блеска проведен по подсчетным (TTE) данным наиболее освещенных детекторов NaI\_00–NaI\_03, NaI\_05, BGO\_00 эксперимента GBM/Fermi. Кривая блеска в энергетическом диапазоне 7–4000 кэВ представлена на рис. 1. Она состоит из двух эпизодов излучения — короткого яркого основного эпизода длительностью около 5 мс и значительно более слабого, медленно затухающего хвоста длительностью около 15 мс. Параметр длительности  $T_{90}$  — промежуток времени, за который детектор регистрирует 90% от полного числа отсчетов (см., например, Кошут и др., 1996), для GRB 200415A составляет  $T_{90} = 0.124 \pm 0.005$  с, что характерно как для гамма-всплесков типа I (коротких), так и для основного эпизода гигантских вспышек источников SGR.

Кривая блеска основного эпизода, показанная на врезке рис. 1 с временным разрешением 50 мкс, в свою очередь, имеет сложную форму и состоит из нескольких импульсов излучения. Минимальный масштаб переменности, определенный как минимальный временной интервал, в течение которого энергетический поток от источника меняется более чем на три стандартных отклонения, наблюдается на фазе роста начального импульса основного эпи-

зода (момент времени  $T \sim -0.0045$  с) и составляет  $\sim 50$  мкс.

Подобное поведение кривой блеска основного эпизода является характерным для гамма-всплесков типа I. О наличии/отсутствии тонкой временной структуры кривых блеска подтвержденных гигантских вспышек (GF) магнетаров (SGR) на данный момент известно не так много, поскольку: 1) во время вспышек Галактических источников все космические эксперименты в момент основного эпизода “зашкаливают”; 2) вспышки кандидатов в гигантские вспышки SGR из соседних галактик не обладают достаточной для подобных исследований статистикой отсчетов; 3) имеются ограничения в режимах работы некоторых гамма-экспериментов на коротких временных шкалах (например, для эксперимента Конус-Винд — это 2 мс, для SPI-ACS/INTEGRAL — 50 мс).

Как было отмечено во Введении, события GF SGR также характеризуются длительным (до нескольких сотен секунд) продленным излучением, характеризующимся сильной переменностью, в том числе квазипериодичностью. Относительный вклад продленного излучения в общую энергетику явления варьируется в широких пределах: от 1 до 30% (Мазец и др., 2008). В данных GBM/Fermi для события GRB 200415A мы не обнаружили



**Рис. 2.** Многоканальная кривая блеска GRB 200415A по данным GBM/Fermi. Слева — кривая блеска основного эпизода с временным разрешением 0.2 мс, справа — кривая блеска всего события с временным разрешением 2 мс, штриховой линией показан уровень фона. По горизонтальной оси — время относительно триггера GBM/Fermi в секундах, по вертикальной — количество отсчетов в бине. Границы энергетических каналов указаны на легенде. Отсутствие сигнала в интервале 0.0047–0.0063 с связано с отсутствием данных.

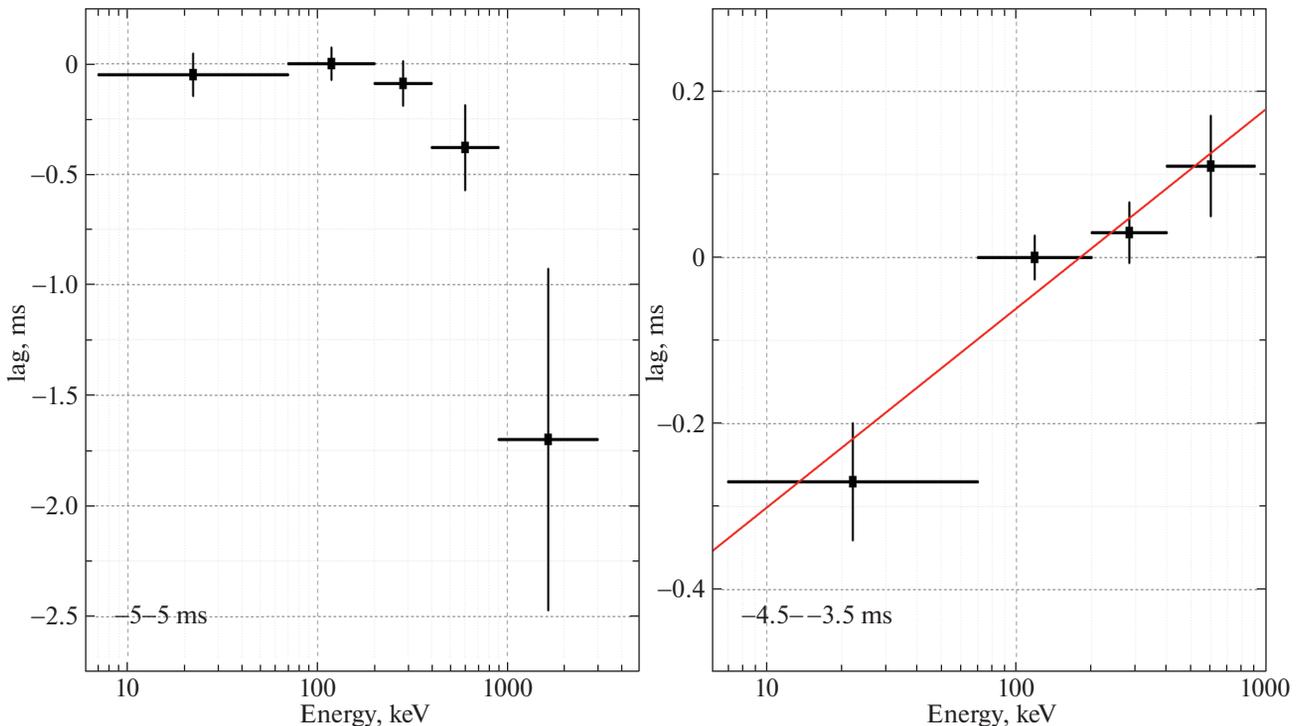
значимого продленного излучения как в широком энергетическом диапазоне 7–4000 кэВ, так и в более узких энергетических каналах. При наиболее консервативной оценке верхнего предела на поток от продленного излучения на шкале 50 с в диапазоне 7–4000 кэВ вклад продленного излучения для GRB 200415A составляет не более 25%. Таким образом, отсутствие детектирования продленного излучения не позволяет отвергнуть гипотезу о связи GRB 200415A с событиями класса GF SGR.

### *Спектральная задержка*

Известно, что космические гамма-всплески характеризуются спектральной эволюцией, которая может проявляться как относительное смещение (задержка) профилей кривых блеска в различных диапазонах энергии. Задержка считается положительной, если жесткое излучение “опережа-

ет” мягкое, и определяется либо с помощью кросс-корреляционного анализа кривых блеска (см., например, Минаев и др., 2014), либо как смещение положения максимума кривой блеска (см., например, Хаккила, Прис, 2011). Именно положительной задержкой характеризуются элементарные структуры (импульсы) кривой блеска гамма-всплесков, в то время как отрицательная задержка, наблюдающаяся в некоторых случаях, может быть следствием эффекта суперпозиции и возникать при анализе всплесков со сложной, многоимпульсной структурой кривой блеска, поскольку отдельные импульсы обладают уникальными свойствами (Минаев и др., 2014).

В данной работе для исследования спектральной задержки мы использовали кросс-корреляционный метод, предложенный и описанный в работе (Минаев и др., 2014). Для этого сформированы кривые блеска в пяти различных



**Рис. 3.** Спектральная эволюция GRB 200415A по данным GBM/Fermi. Слева — для основного эпизода (временной интервал  $-5$ – $5$  мс относительно триггера), справа — для начального импульса основного эпизода (временной интервал  $-4.5$ – $-3.5$  мс относительно триггера), красная прямая — аппроксимация зависимости логарифмической функцией. По горизонтальной оси — энергия в единицах кэВ, по вертикальной — величина спектральной задержки в единицах мс относительно канала 70–200 кэВ.

энергетических каналах: 7–70 кэВ, 70–200 кэВ, 200–400 кэВ, 400–900 кэВ и 900–3000 кэВ. В качестве опорного канала, относительно которого проводилась кросс-корреляция остальных каналов, выбран 70–200 кэВ. На рис. 2 представлены многоканальные кривые блеска основного эпизода с временным разрешением 0.2 мс (слева) и полного события с разрешением 2 мс (справа). Присутствие провала во временном интервале 0.0047–0.0063 с исключает кросс-корреляционный анализ для всего события, но позволяет провести анализ основного эпизода, а также хорошо выделенного начального импульса, находящегося вблизи отметки  $-0.004$  с.

Результаты кросс-корреляционного анализа для основного эпизода представлены на левой части рис. 3. Основной эпизод демонстрирует резкий рост отрицательной задержки, начиная с энергии 400 кэВ: временной профиль в самом жестком диапазоне 900–3000 кэВ запаздывает относительно самого мягкого профиля на  $1.7 \pm 0.7$  мс. Подобное поведение кривой спектральной задержки можно объяснить эффектом суперпозиции. На рис. 2 видно, что основной эпизод состоит из большого числа перекрывающихся импульсов, в энергетическом диапазоне 7–70 кэВ максимум кривой блеска находится вблизи отметки  $-0.003$  с, в то время как

в жестком канале 900–3000 кэВ — вблизи нуля, при этом максимумы соответствуют различным импульсам кривой блеска.

Результаты кросс-корреляционного анализа для начального импульса основного эпизода представлены на правой части рис. 3 и имеют совершенно иной характер — монотонный рост спектральной задержки с ростом энергии, который можно описать логарифмической функцией  $\text{lag} \propto A \log(E)$  с индексом задержки  $A = (2.4 \pm 0.9) \times 10^{-4}$ . За изменением положения этого импульса, находящегося вблизи отметки  $-0.004$  с, можно проследить и на рис. 2. С одной стороны, такое поведение характерно для индивидуальных импульсов кривых блеска гамма-всплесков, как было показано в работе Минаева и др. (2014), что может указывать на связь этого события с космическими гамма-всплесками. С другой стороны, кросс-корреляционный анализ гигантских вспышек магнетаров до сих пор не выполнен по тем же причинам, что и оценка минимального масштаба переменности (переполнение детекторов, см. предыдущий раздел).

#### Спектральный анализ

Для построения и аппроксимации энергетических спектров в данной работе использовался

**Таблица 1.** Результаты спектрального анализа по данным GBM/Fermi с использованием степенной модели с экспоненциальным завалом (CPL)

Интервал <sup>1</sup> , мс	$\alpha$	$E_p$ , кэВ	Поток <sup>2</sup> , $10^{-5}$ эрг см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	$HR_{21}$ <sup>3</sup>	$HR_{32}$ <sup>4</sup>
(-6, 150)	$0.05 \pm 0.05$	$976 \pm 44$	$5.51 \pm 0.22$	$5.8 \pm 0.5$	$1.10 \pm 0.04$
(-6, 0)	$-0.33 \pm 0.06$	$1208^{+117}_{-102}$	$38.9 \pm 2.8$	$3.5 \pm 0.4$	$0.90 \pm 0.06$
(0, 150)	$0.21 \pm 0.07$	$929 \pm 47$	$4.4 \pm 0.2$	$7.2 \pm 0.8$	$1.21 \pm 0.05$
(-6, -4)	$0.4 \pm 0.4$	$430^{+204}_{-70}$	$3.4 \pm 0.8$	$5.5 \pm 2.9$	$0.49 \pm 0.14$
(-4, -2)	$-0.35 \pm 0.09$	$885^{+123}_{-103}$	$42.4 \pm 4.1$	$3.2 \pm 0.5$	$0.73 \pm 0.07$
(-2, -0)	$-0.3 \pm 0.1$	$1800^{+250}_{-210}$	$75.2 \pm 9.0$	$4.0 \pm 0.8$	$1.12 \pm 0.12$
(0, 2)	$0.25 \pm 0.25$	$1690^{+316}_{-212}$	$55.2 \pm 8.0$	$8.9 \pm 4.1$	$1.9 \pm 0.3$
(2, 4)	$0.26 \pm 0.27$	$1003^{+189}_{-142}$	$20.0 \pm 3.5$	$7.9 \pm 3.6$	$1.35 \pm 0.24$
(8, 14)	$0.63^{+0.48}_{-0.38}$	$1138^{+226}_{-147}$	$14.6 \pm 1.9$	$14.1 \pm 7.7$	$2.1 \pm 0.4$
(14, 22)	$1.0 \pm 0.3$	$965^{+100}_{-84}$	$11.3 \pm 1.2$	$24 \pm 15$	$2.3 \pm 0.4$
(22, 36)	$0.3 \pm 0.2$	$877^{+121}_{-101}$	$5.2 \pm 0.6$	$8.0 \pm 2.9$	$1.24 \pm 0.15$
(36, 50)	$0.42 \pm 0.23$	$885^{+109}_{-91}$	$5.8 \pm 0.7$	$9.8 \pm 3.8$	$1.37 \pm 0.17$
(50, 70)	$0.66 \pm 0.32$	$734^{+99}_{-79}$	$3.9 \pm 0.4$	$12.3 \pm 4.7$	$1.31 \pm 0.15$
(70, 100)	$0.49 \pm 0.28$	$480^{+70}_{-54}$	$1.43 \pm 0.16$	$7.6 \pm 2.5$	$0.64 \pm 0.08$
(100, 150)	$0.47 \pm 0.33$	$377^{+70}_{-50}$	$0.57 \pm 0.07$	$6.1 \pm 2.0$	$0.41 \pm 0.08$

<sup>1</sup> Временной интервал относительно триггера GBM/Fermi.

<sup>2</sup> Энергетический поток в диапазоне 1 кэВ–10 МэВ.

<sup>3</sup> Отношение потока фотонов в диапазонах 50–300 кэВ и 15–50 кэВ.

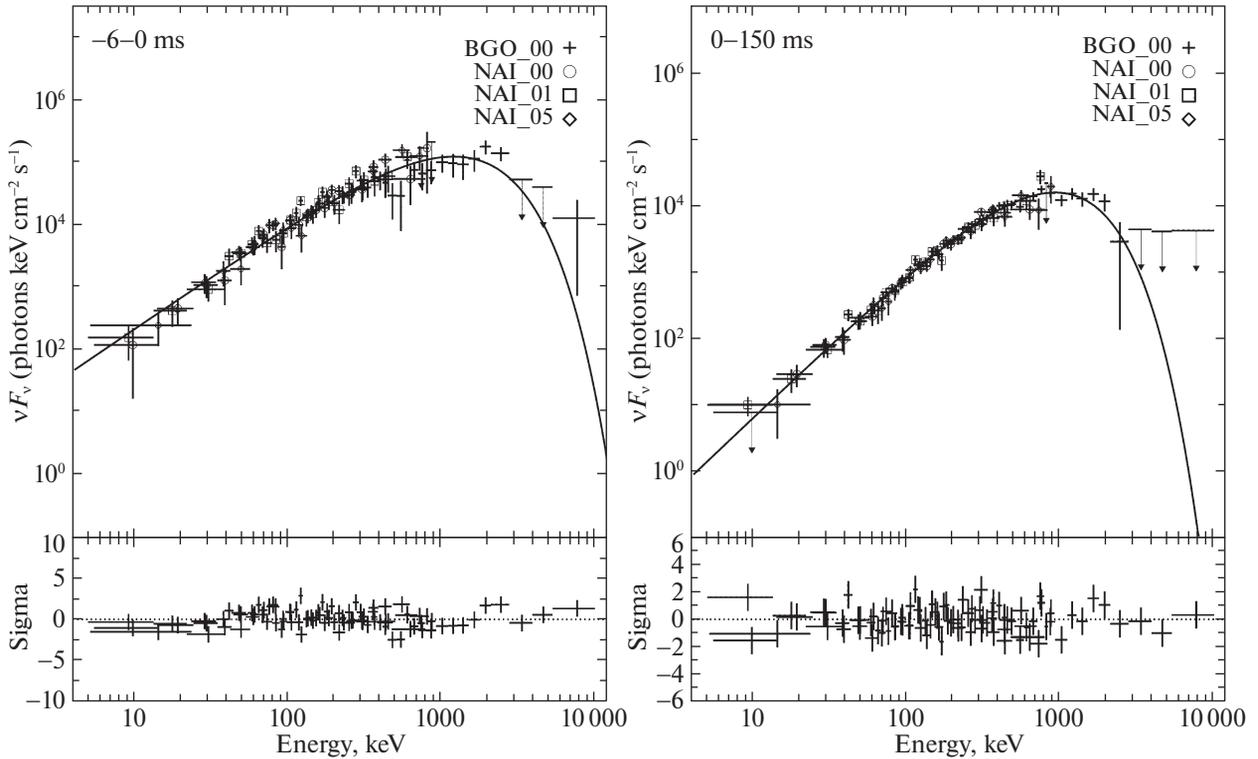
<sup>4</sup> Отношение потока фотонов в диапазонах 300–900 кэВ и 50–300 кэВ.

программный пакет RMfit v4.3.2, специально разработанный для анализа данных GBM обсерватории Fermi (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/rmfit/>). Методика спектрального анализа аналогична предложенной в работе (Грубер и др., 2014). Энергетические спектры анализировались по данным детекторов NaI\_00, NaI\_01, NaI\_05, BGO\_00 эксперимента GBM/Fermi. Энергетический спектр всех исследованных компонентов GRB 200415A неудовлетворительно описывается как простой степенной моделью (PL), так и тепловой моделью (kT), оптимальная модель — степенная с экспоненциальным завалом (CPL). Результаты спектрального анализа с использованием этой модели представлены в табл. 1.

Энергетический спектр всего события (временной интервал  $-0.006$ – $0.15$  с) имеет фактически экспоненциальную форму ( $F(E) \propto E^\alpha \times \exp\left[-\frac{(\alpha+2)E}{E_p}\right]$ ,  $\alpha \simeq 0$ ) с положением экспоненциального завала  $E_p \simeq 1$  МэВ (табл. 1). Данное значение спектрального индекса крайне нетипично для коротких гамма-всплесков, для которых более характерно значение  $\alpha \simeq -0.7$  (см., например, Берджес и др., 2019). Это дает повод усомниться

в принадлежности данного события к классу коротких гамма-всплесков. Действительно, подобное значение спектрального индекса наблюдалось у гигантских вспышек SGR (см., например, Фредерикс и др., 2007б).

В предположении нахождения источника события в галактике NGC 253 ( $D_L = 3.5$  Мпк), изотропный эквивалент полной энергии, излученной в гамма-диапазоне, составит  $E_{iso} = (1.26 \pm 0.05) \times 10^{46}$  эрг, что почти в 4 раза меньше значения для наиболее тусклого из зарегистрированных на данный момент гамма-всплесков типа I GRB 170817A, и типично для гигантских вспышек SGR. С другой стороны, аномально низкое значение  $E_{iso}$  для GRB 170817A связано с наблюдением под большим углом к оси джета, составляющим, по разным оценкам, около 25 градусов (см., например, Мули и др., 2018; Хаджела и др., 2019). Тогда для GRB 200415A, если он является гамма-всплеском типа I, и предположении одинаковых условий излучения (энерговыведение, угол раствора джета и т.п.) можно оценить нижний предел на угол между наблюдателем и осью джета как  $\sim 25$  градусов. Однако в случае GRB 170817A после основного короткого импульса был зарегистрирован тепловой



**Рис. 4.** Энергетический спектр  $\nu F_\nu$  GRB 200415A по данным GBM/Fermi. Слева — для основного эпизода (временной интервал  $-6-0$  мс относительно триггера), справа — для хвоста (временной интервал  $0-150$  мс относительно триггера). На верхних панелях — энергетический спектр, построенный по данным детекторов NaI\_00, NaI\_01, NaI\_05, BGO\_00 эксперимента GBM/Fermi. Гладкой кривой показана аппроксимация спектра степенной моделью с экспоненциальным завалом (CPL). На нижних панелях — отклонение спектральной модели от экспериментальных данных, выраженное в единицах стандартных отклонений.

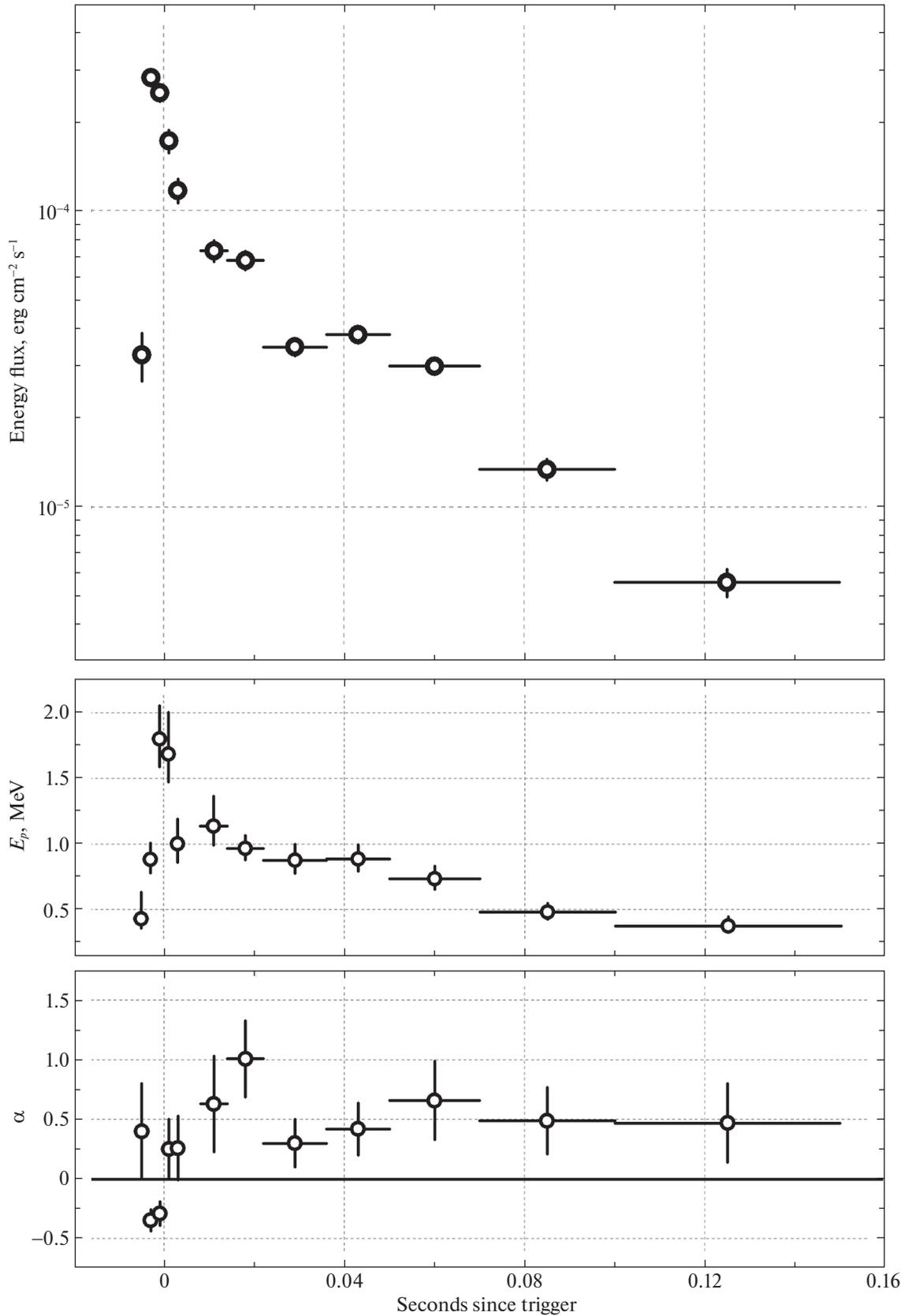
эпизод длительностью около 2 с, связанный с прогревом оболочки при выходе джета на поверхность (Позаненко и др., 2018; Готлиб и др., 2018), что не наблюдается в случае GRB 200415A.

Значение спектральной жесткости, вычисленной как отношение полного потока в диапазоне 50–300 кэВ к потоку в диапазоне 15–50 кэВ, выраженных в фотонах и вычисленных в рамках оптимальной модели энергетического спектра, составляет  $HR_{21} = 5.8 \pm 0.5$  и наряду с полученной ранее длительностью  $T_{90} = 0.124 \pm 0.005$  с характеризует GRB 200415A как одного из самых жестких и коротких всплесков в эксперименте GBM/Fermi (см., например, Бхат и др., 2016), также подтверждая его пекулярность.

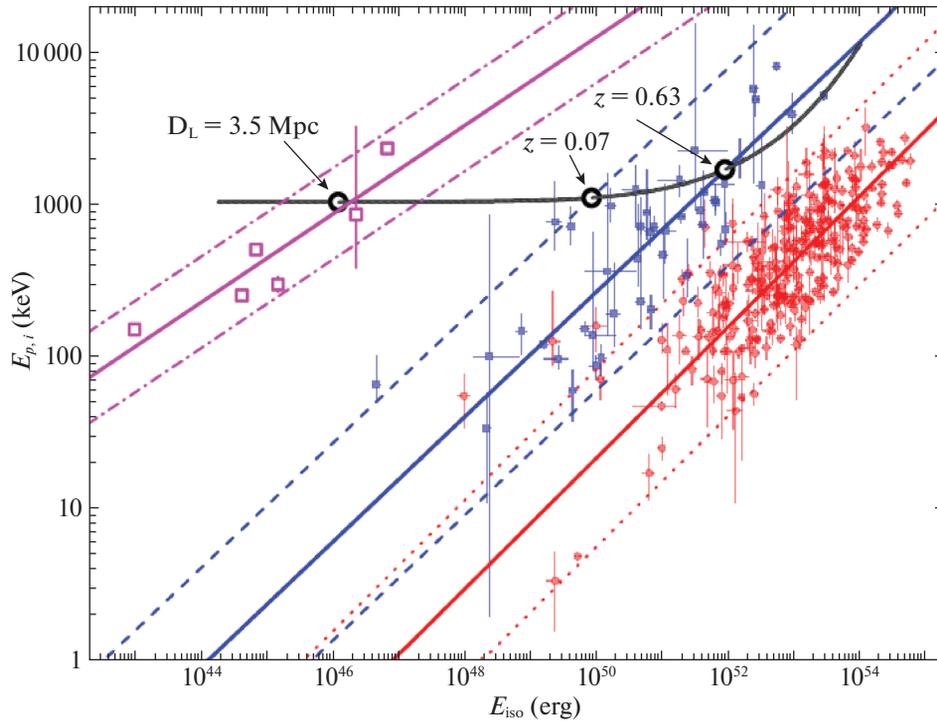
Спектральный анализ двух компонентов GRB 200415A, выявленных при анализе кривых блеска, — основного эпизода (временной интервал  $-0.006-0.0$  с) и хвоста (временной интервал  $0.0-0.15$  с), подтверждает их различную природу: хотя положение экспоненциального завала в спектрах отличается незначительно ( $E_p \simeq 1$  МэВ), значения степенных индексов отличаются очень существенно:  $\alpha = -0.33 \pm 0.06$  для основного эпизода и  $\alpha = 0.21 \pm 0.07$  для хвоста (см. табл. 1 и рис. 4).

Кроме того, проведен анализ спектральной эволюции события. Для этого кривая блеска была разбита на 12 бинов с примерно равным отношением сигнал/шум в каждом бине, в которых проведена аппроксимация энергетического спектра тремя моделями (PL, kT, CPL). Оптимальная модель во всех бинах — степенная с завалом (CPL). Результаты представлены в табл. 1 и на рис. 5. Прослеживается эволюция спектра от мягкого излучения к жесткому внутри основного эпизода излучения, достигая в максимуме значения  $E_p = 1.80^{+0.25}_{-0.21}$  МэВ с показателем степени  $\alpha = -0.3 \pm 0.1$ . Подобное поведение связано, по-видимому, с эффектом суперпозиции: кривая блеска основного эпизода состоит из нескольких импульсов различной спектральной жесткости (см. раздел Спектральная задержка). После прохождения максимума в кривой блеска энергетический спектр начинает эволюционировать от жесткого излучения к мягкому (второй компонент кривой блеска — хвост), что проявляется в сдвиге положения завала в спектре вниз до значения  $E_p \sim 400$  кэВ при почти неизменном значении степенного индекса  $\alpha \sim 0.5$ .

Таким образом, результаты спектрального анализа GRB 200415A подтверждают сложную струк-



**Рис. 5.** Спектральная эволюция GRB 200415A по данным GBM/Fermi в рамках степенной модели с экспоненциальным завалом (CPL). На верхней панели — кривая блеска в единицах  $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , на средней панели — эволюция положения экспоненциального завала в спектре  $E_p$  в единицах МэВ, на нижней панели — эволюция спектрального индекса  $\alpha$ . По горизонтальной оси — время в секундах относительно срабатывания триггера.



**Рис. 6.** Корреляция  $E_{p,i}-E_{iso}$  для гамма-всплесков типа I (синие квадраты), типа II (красные кружки) и гигантских вспышек SGR (розовые незаполненные квадраты) с соответствующими результатами аппроксимации, в том числе  $2\sigma_{cor}$  областями корреляции, показанных соответствующими цветами. Траектория (зависимость от красного смещения) для GRB 200415A показана гладкой черной кривой. Незаполненные черные кружки соответствуют положению всплеска в предположении ассоциации с галактикой NGC 253 ( $D_L = 3.5$  Мпк) и точкам пересечения траектории с верхней границей  $2\sigma_{cor}$  области корреляции ( $z = 0.07$ ) и линией тренда корреляции ( $z = 0.63$ ) для всплесков типа I.

туру этого события и указывают на его связь с событиями класса гигантских вспышек SGR.

### Корреляция $E_{p,i}-E_{iso}$

В работе (Минаев, Позаненко, 2020) было показано, что корреляция между изотропным эквивалентом полной энергии, излученной в гамма-диапазоне,  $E_{iso}$  и положением максимума в энергетическом спектре  $\nu F_\nu$ , в системе источника,  $E_p$  (формула (1)), может быть эффективно использована для классификации гамма-всплесков. Этому способствует тот наблюдательный факт, что данная корреляция для различных типов гамма-всплесков описывается степенным законом с единым показателем степени  $a \simeq 0.4$ , при этом область корреляции гамма-всплесков типа I находится выше области корреляции всплесков типа II:

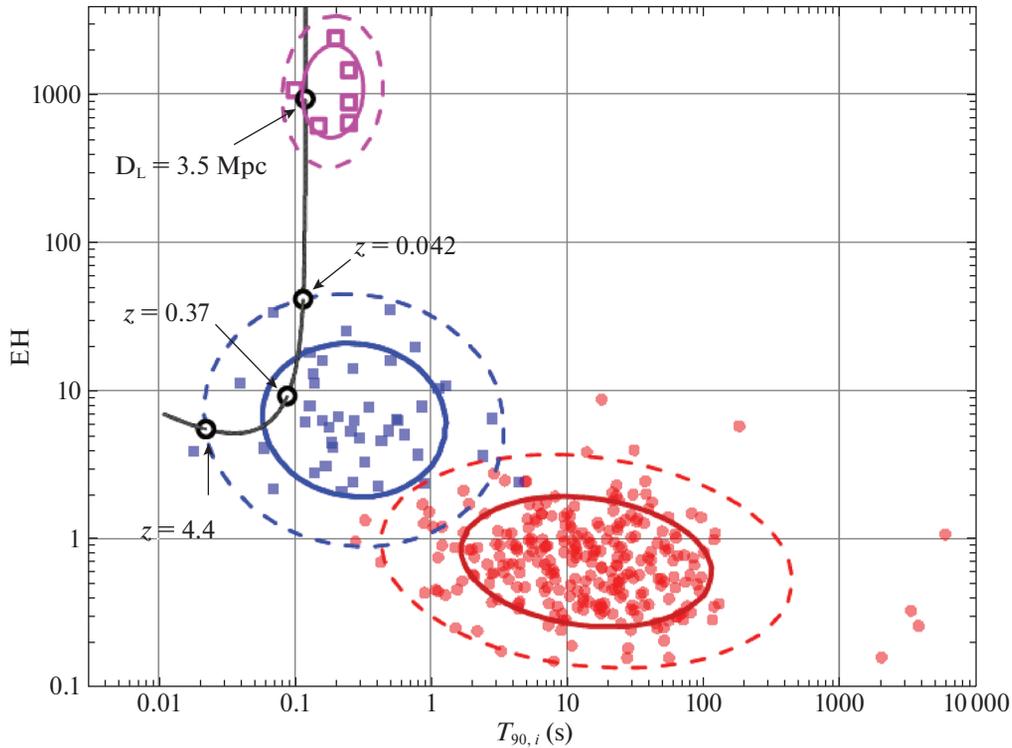
$$\lg\left(\frac{E_{p,i}}{100 \text{ кэВ}}\right) = a \lg\left(\frac{E_{iso}}{10^{51} \text{ эрг}}\right) + b. \quad (1)$$

С одной стороны, параметры  $E_{iso}$  и  $E_{p,i}$  можно вычислить только при известном расстоянии до источника, которое в случае GRB 200415A не было определено (если не считать возможную ассоциацию с галактикой NGC 253). С другой стороны, можно проанализировать положение GRB

200415A на диаграмме  $E_{p,i}-E_{iso}$  в зависимости от красного смещения его источника, т.е. выяснить, пересекает ли траектория области корреляции для обоих типов гамма-всплесков, или пересекает лишь область всплесков типа I. В последнем случае положение точек пересечения траектории с областью корреляции для гамма-всплесков типа I позволит оценить расстояние до источника.

Для решения данной задачи мы использовали выборку из 320 гамма-всплесков с известным красным смещением, а также результаты анализа корреляции  $E_{p,i}-E_{iso}$  для этой выборки, опубликованные в работе (Минаев, Позаненко, 2020). Кроме того, мы включили в анализ шесть известных гигантских вспышек магнетаров по данным из работы (Мазец и др., 2008). Соответствующая диаграмма  $E_{p,i}-E_{iso}$  представлена на рис. 6. Из рис. 6 следует, что гигантские вспышки SGR расположены на диаграмме обособленно — в левом верхнем углу как тусклые, но спектрально жесткие события. Таким образом, корреляцию  $E_{p,i}-E_{iso}$  можно использовать не только для классификации гамма-всплесков, но и для отделения гамма-всплесков типа I от гигантских вспышек источников SGR.

Отдельного внимания заслуживает тот факт, что рассмотренные гигантские вспышки сами подчиняются корреляции  $E_{p,i}-E_{iso}$ : коэффициент корреляции



**Рис. 7.** Диаграмма  $T_{90,i}-EH$  для гамма-всплесков типа I (синие квадраты), типа II (красные кружки) и гигантских вспышек SGR (розовые незаполненные квадраты) с соответствующими результатами кластерного анализа,  $1\sigma_{cor}$  и  $2\sigma_{cor}$  области кластера показаны жирными сплошными и тонкими штриховыми кривыми соответствующих цветов. Траектория (зависимость от красного смещения) для GRB 200415A показана гладкой черной кривой. Незаполненные черные кружки соответствуют положению всплеска в предположении ассоциации с галактикой NGC 253 ( $D_L = 3.5$  Мпк), точкам пересечения — траектории с границами  $2\sigma_{cor}$  области кластера вспышек типа I ( $z = 0.042$  и  $z = 4.4$ ) и ближайшей к центру кластера вспышек типа I точки траектории ( $z = 0.37$ ).

ляции Спирмена и соответствующее ему значение вероятности случайности корреляции составляют  $\rho = 0.94$  и  $P_\rho = 4.8 \times 10^{-3}$ , а при включении в выборку GRB 200415A —  $\rho = 0.93$  и  $P_\rho = 2.5 \times 10^{-3}$ . При аппроксимации корреляции получаем значения параметров  $a = 0.29 \pm 0.05$ ,  $b = 2.4 \pm 0.3$ , т.е. показатель степени для гигантских вспышек SGR в пределах  $2\sigma$  совпадает с показателем для гамма-всплесков, вероятно, указывая на аналогичный механизм излучения. Существование и возможные механизмы возникновения корреляции для гигантских вспышек магнетаров также обсуждаются в работах (Женг и др., 2020; Чанд и др., 2020; Янг и др., 2020). Результаты аппроксимации представлены на рис. 6.

Траектория GRB 200415A, построенная по интегральному спектру события в интервале  $-0.006-0.15$  с, на диаграмме пересекает лишь область гигантских вспышек SGR и гамма-всплесков типа I, исключая связь этого события с гамма-всплесками типа II. Если предположить, что источник всплеска действительно находится в галактике NGC 253, то положение этого события на диаграмме позволяет однозначно классифицировать его как гигантскую вспышку магнетара. С другой стороны, если источник события находится в другой, более далекой

галактике и является гамма-всплеском типа I, то можно оценить нижний предел ( $z = 0.07$ ) и наиболее вероятное значение красного смещения ( $z = 0.634$ ) как точки пересечения траектории с верхней границей  $2\sigma$  области корреляции и аппроксимационной кривой корреляции для вспышек типа I соответственно.

### Диаграмма $T_{90,i}-EH$

Для решения задачи классификации гамма-всплесков в работе (Минаев, Позаненко, 2020) был предложен еще один метод, использующий помимо особенностей корреляции  $E_{p,i}-E_{iso}$  бимодальность распределения гамма-всплесков по длительности в системе отсчета источника  $T_{90,i}$ . Для этой цели был введен параметр  $EH$  (формула (2)), характеризующий положение гамма-всплеска на диаграмме  $E_{p,i}-E_{iso}$ :

$$EH = \frac{(E_{p,i}/100 \text{ кэВ})}{(E_{iso}/10^{51} \text{ эрг})^{0.4}}. \quad (2)$$

На рис. 7 представлена диаграмма  $T_{90,i}-EH$  для 320 гамма-всплесков из работы (Минаев, Позаненко, 2020) и шесть гигантских вспышек SGR

из работы (Мазец и др., 2008). Гамма-всплески типа I по сравнению с гамма-всплесками типа II обладают большей жесткостью спектра  $E_{p,i}$  при меньшем значении полной энергии  $E_{iso}$  и, как следствие, большим значением параметра  $EH$ , и при этом имеют меньшую длительность  $T_{90,i}$ . Гигантские вспышки SGR имеют ту же длительность, что и гамма-всплески типа I, но гораздо меньшую энергетику при сходной жесткости спектра, что проявляется в крайне высоких значениях параметра  $EH$ . Таким образом, диаграмму  $T_{90,i} - EH$  также можно использовать не только для классификации гамма-всплесков, но и для отделения гигантских вспышек SGR от гамма-всплесков типа I.

Для трех выборок событий (гамма-всплески типа I и II, гигантские вспышки SGR) проведена аппроксимация соответствующих кластеров на диаграмме тремя гауссианами с помощью expectation-maximization (EM) алгоритма — итеративного метода нахождения оценок максимального правдоподобия параметров вероятностных моделей, зависящих от нескольких скрытых переменных. На E-шаге (expectation) вычисляется ожидаемое значение функции правдоподобия, при этом скрытые переменные рассматриваются как наблюдаемые. На M-шаге (maximization) вычисляется оценка максимального правдоподобия, таким образом, увеличивается ожидаемое правдоподобие, вычисляемое на E-шаге. Затем это значение используется для E-шага на следующей итерации. Соответствующие  $1\sigma$  и  $2\sigma$  области изображены на рис. 7.

Траектория GRB 200415A на диаграмме  $T_{90,i} - EH$  в зависимости от красного смещения источника пересекает области гигантских вспышек SGR и гамма-всплесков типа I. В предположении нахождения источника в галактике NGC 253 событие однозначно классифицируется как гигантская вспышка SGR. В противном случае, предполагая, что GRB 200415A представляет собой гамма-всплеск типа I, можно оценить нижний ( $z = 0.042$ ) и верхний ( $z = 4.4$ ) пределы на красное смещение как точки пересечения его траектории с  $2\sigma$  областью кластера гамма-всплесков типа I, а также наиболее вероятное значение ( $z = 0.37$ ) в ближайшей к центру кластера точке траектории.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена выяснению природы источника всплеска гамма-излучения GRB 200415A. Для выполнения этой задачи проведен анализ этого события в гамма-диапазоне по данным эксперимента GBM/Fermi.

Анализ кривой блеска выявил наличие двух компонентов излучения: яркого и короткого основного эпизода длительностью около 5 мс и более

тусклого и длительного хвоста длительностью около 15 мс. Основной эпизод также имеет сложную форму и состоит из нескольких импульсов. Подобное поведение кривой блеска является характерным для гамма-всплесков типа I, при этом тонкая структура кривых блеска известных гигантских вспышек достаточно слабо изучена. Длительное (сотни секунд) продленное излучение, характерное для гигантских вспышек магнетаров, для GRB 200415A не обнаружено. Однако полученный верхний предел на относительный поток от продленного излучения не исключает ассоциации всплеска с гигантской вспышкой магнетара. Таким образом, особенности кривой блеска не позволяют сделать однозначный вывод о природе GRB 200415A.

С помощью кросс-корреляционного анализа исследована спектральная эволюция основного эпизода GRB200415A и его хорошо изолированного начального импульса. Показано, что зависимость спектральной задержки от энергии для начального импульса подчиняется логарифмическому закону с положительным индексом задержки (жесткое излучение регистрируется раньше мягкого). В то же время данная зависимость для комплекса импульсов основного эпизода имеет более сложный вид, что может объясняться эффектом суперпозиции (нагромождения импульсов). Явленные особенности спектральной эволюции являются типичными для гамма-всплесков, однако, как и в случае с тонкой структурой кривой блеска, для гигантских вспышек магнетаров они слабо изучены, что также не позволяет сделать однозначный вывод о природе GRB 200415A.

Спектральный анализ, проведенный как для временного интервала, охватывающего весь всплеск, так и для отдельных его компонентов, продемонстрировал особенности, не характерные для гамма-всплесков. Хотя энергетические спектры всех исследованных компонентов хорошо описываются степенной моделью с экспоненциальным завалом (CPL), показатель степени имеет peculiarное, близкое к нулю значение для интегрального спектра, и положительное ( $\alpha = 0.21 \pm 0.07$ ) — для второго компонента излучения. При этом некоторые известные гигантские вспышки магнетаров обладали похожими особенностями. Таким образом, результаты спектрального анализа действительно указывают на связь GRB 200415A с гигантскими вспышками SGR.

Также, если бы GRB 200415A был коротким гамма-всплеском (Тип I) в галактике NGC 253, то можно было бы ожидать регистрации тепловой компоненты, аналогично регистрации ее в случае GRB 170817A, где источник был расположен на расстоянии 40 Мпк. Это является еще одним свидетельством в пользу классификации GRB

200415A как гигантской вспышки от SGR (при условии его ассоциации с галактикой NGC 253).

Исследовано положение GRB 200415A на диаграммах  $E_{p,i}-E_{iso}$  и  $T_{90,i}-EH$ , и показано, что если источник всплеска действительно находится в галактике NGC 253, на которую указывает IPN-локализация источника на небесной сфере, то он однозначно классифицируется как гигантская вспышка SGR, обладая типичными для гамма-всплесков типа I длительностью ( $T_{90,i} = 0.12$  с) и положением максимума спектра ( $E_{p,i} \sim 1$  МэВ), но при этом очень низкой полной энергией, излученной в гамма-диапазоне ( $E_{iso} \sim 10^{46}$  эрг).

Таким образом, мы классифицируем этот всплеск как гигантскую вспышку магнетара из галактики NGC 253. На возможность наблюдения такой вспышки из галактики NGC 253 ранее указывалось в работе Попова и Штерна (2006).

Известные гигантские вспышки SGR образуют хорошо выделяемую группу на диаграммах  $E_{p,i}-E_{iso}$  и  $T_{90,i}-EH$ , аналогично группам длинных и коротких гамма-всплесков. Это позволяет не только классифицировать источники гамма-всплесков и выделять события класса гигантских вспышек SGR, но и предположить одинаковый механизм излучения гигантских вспышек от SGR и космических гамма-всплесков.

Авторы выражают благодарность анонимным рецензентам за полезные замечания и предложения, способствующие улучшению статьи. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 18-12-00522.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барков, Позаненко (M.V. Barkov and A.S. Pozanenko), MNRAS **417**, 2161 (2011).
2. Берджес и др. (J.M. Burgess, J. Greiner, D. Begue, and F. Berlato), MNRAS **490**, 927 (2019).
3. Биссалди и др. (E. Bissaldi, M. Briggs, E. Burns, O.J. Roberts, and P. Veres), GRB Coordinates Network Rep. **27587**, 1 (2020).
4. Блинные и др. (S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), Sov. Astron. Lett. **10**, 177 (1984).
5. Бхат и др. (P.N. Bhat, C.A. Meegan, A. von Kienlin, W.S. Paciesas, M.S. Briggs, J.M. Burgess, E. Burns, V. Chaplin, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **223**, 28 (2016).
6. Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Yu. Minaev, O.A. Burkhonov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, et al.), MNRAS **467**, 3500 (2017).
7. Вусли (S.E. Woosley), Astrophys. J. **405**, 273 (1993).
8. Галама и др. (T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, T. Augusteijn, O.R. Hainaut, F. Patat, H. Boehnhardt, et al.), Nature **395**, 670 (1998).
9. Герелс и др. (N. Gehrels, J.P. Norris, S.D. Barthelmy, J. Granot, Y. Kaneko, C. Kouveliotou, C.B. Markwardt, P. Meszaros, et al.), Nature **444**, 1044 (2006).
10. Готлиб и др. (O. Gottlieb, E. Nakar, T. Piran, and K. Hotokezaka), MNRAS **479**, 588 (2018).
11. Грубер и др. (D. Gruber, A. Goldstein, V. Weller von Ahlefeld, N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, D. Byrne, W.H. Cleveland, et al.), The Astrophysical Journal Supplement Series **211**, 12 (2014).
12. Дункан, Томпсон (R.C. Duncan and C. Thompson), Astrophys. J. Lett. **392**, L9LL13 (1992).
13. Жэнг и др. (H.M. Zhang, R.Y. Liu, S.Q. Zhong, and X.Y. Wang), arXiv:2008.05097 (2020).
14. Израел и др. (G.L. Israel, T. Belloni, L. Stella, Y. Rephaeli, D.E. Gruber, P. Casella, S. Dall'Osso, N. Rea, M. Persic, and R.E. Rothschild), Astrophys. J. Lett. **628**, L53–L56 (2005).
15. Кано и др. (Z. Cano, S.-Q. Wang, Z.-G. Dai, and X.-F. Wu), Adv. Astron., ID 8929054 (2017).
16. Коннатон (V. Connaughton), Astrophys. J. **567**, 1028 (2002).
17. Кошут и др. (T. Koshut, W. Paciesas, C. Kouveliotou, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, G.J. Fishman, and C.A. Meegan), Astrophys. J. **463**, 570 (1996).
18. Крайдер (A. Crider), AIP Conf. Proceed. **836**, 64 (2006).
19. Кувелиоту и др. (C. Kouveliotou, C.A. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, T.M. Koshut, W.S. Paciesas, and G.N. Pendleton), Astrophys. J. **413**, L101 (1993).
20. Кувелиоту и др. (C. Kouveliotou, T. Strohmayer, K. Hurley, J. van Paradijs, M.H. Finger, S. Dieters, P. Woods, C. Thompson, and R.C. Duncan), Astrophys. J. **510**, L115–L118 (1999).
21. Кунцвайлер и др. (F. Kunzweiler, B. Biltzinger, F. Berlato, J. Burgess, and J. Greiner), GRB Coordinates Network Rep. **27580**, 1 (2020).
22. Липунов и др. (V. Lipunov, E. Gorbovskey, V. Kornilov, N. Tyurina, P. Balanutsa, A. Kuznetsov, F. Balakin, V. Vladimirov, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **27590**, 1 (2020a).
23. Липунов и др. (V. Lipunov, N. Tyurina, E. Gorbovskey, V. Kornilov, P. Balanutsa, A. Kuznetsov, F. Balakin, V. Vladimirov, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **27599**, 1 (2020b).
24. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golenskii, V.N. Ilinskii, R.L. Aptekar, and Iu.A. Guryan), Nature **282**, 587 (1979).
25. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Ilinskii, V.N. Panov, R.L. Aptekar, I.A. Gurian, M.P. Proskura, I.A. Sokolov, Z.I. Sokolova, and I.V. Kharitonova), Astrophys. Space Sci. **80**, 3 (1981).
26. Мазец и др. (E.P. Mazets, R.L. Aptekar, T.L. Cline, D.D. Frederiks, J.O. Goldsten, S.V. Golenetskii, K. Hurley, A. von Kienlin, and V.D. Pal'shin), Astrophys. J. **680**, 545 (2008).
27. Марисалди и др. (M. Marisaldi, A. Mezentsev, N. Ostgaard, V. Reglero, and T. Neubert), GRB Coordinates Network Rep. **27622**, 1 (2020).

28. Metzger и др. (B.D. Metzger, E. Quataert, and T.A. Thompson), *MNRAS* **385**, 1455 (2008).
29. Межарос, Рис (P. Meszaros and M.J. Rees), *Astrophys. J.* **397**, 570 (1992).
30. Межарос (P. Meszaros), *Rep. Progress Phys.* **69**, 2259 (2006).
31. Минаев П., Позаненко А., Лозников В., Письма в Астроном. журн. **36**, 744 (2010a) [P. Minaev, A. Pozanenko, and V. Loznikov, *Astron. Lett.* **36**, 707 (2010a)].
32. Минаев и др. (P. Minaev, A. Pozanenko, and V. Loznikov), *Astrophys. Bull.* **65**, 343 (2010b).
33. Минаев и др. (P.Yu. Minaev, S.A. Grebenev, A.S. Pozanenko, S.V. Molkov, D.D. Frederiks, and S.V. Golenetskii), *Astron. Lett.* **38**, 613 (2012).
34. Минаев и др., (P.Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, S.V. Molkov, and S.A. Grebenev), *Astron. Lett.* **40**, 235 (2014).
35. Минаев, Позаненко (P. Minaev and A. Pozanenko), *Astron. Lett.* **43**, 1 (2017).
36. Минаев, Позаненко (P. Minaev and A. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020).
37. Мули и др., (K.P. Mooley, A.I. Deller, O. Gottlieb, E. Nakar, G. Hallinan, S. Bourke, D.A. Frail, A. Horesh, A. Corsi, and K. Hotokezaka), *Nature* **561**, 355 (2018).
38. Норрис и др. (J.P. Norris, J.T. Bonnell, D. Kazanas, J.D. Scargle, J. Hakkila, and T.W. Giblin), *Astrophys. J.* **627**, 324 (2005).
39. Норрис и др. (J.P. Norris, N. Gehrels, and J.D. Scargle), *Astrophys. J.* **717**, 411 (2010).
40. Омодей и др. (N. Omodei, M. Axelsson, F. Piron, F. Longo, D. Kocevski, E. Bissaldi and A. Berretta), *GRB Coordinates Network Rep.* **27586**, 1 (2020a).
41. Омодей и др. (N. Omodei, F. Piron, M. Axelsson, F. Longo, D. Kocevski, E. Bissaldi, and A. Berretta), *GRB Coordinates Network Rep.* **27597**, 1 (2020b).
42. Пачинский (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **308**, L43 (1986).
43. Пачинский (B. Paczynski), *Astrophys. J. Lett.* **494**, L45 (1998).
44. Позаненко и др. (A. Pozanenko, V. Loznikov, and R. Preece), *Proceedings of the XLth Rencontres de Moriond* (Ed. J. Dumarchez, d Jean Tran Thanh, 253, 2005).
45. Позаненко и др., (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Y. Minaev, A.A. Volnova, E.D. Mazaeva, A.S. Moskvitin, M.A. Krugov, V.A. Samodurov, V.M. Loznikov, and M. Lyutikov), *Astrophys. J.* **852**, L30 (2018).
46. Позаненко и др. (A. Pozanenko, P. Minaev, S. Grebenev, and I. Chelovekov), *Astron. Lett.* **45**, 710 (2020a).
47. Позаненко и др. (A. Pozanenko, P. Minaev, I. Chelovekov, and S. Grebenev), *GRB Coordinates Network Rep.* **27627**, 1 (2020b).
48. Попов, Штерн (S.B. Popov and B.E. Stern), *MNRAS* **365**, 885 (2006).
49. Россвог (S. Rosswog), *MNRAS* **376**, L48 (2007).
50. Свинкин и др. (D. Svinkin, K. Hurley, D. Frederiks, I.G. Mitrofanov, D.V. Golovin, A.S. Kozyrev, M.L. Litvak, A.B. Sanin, et al.), *GRB Coordinates Network Rep.* **27585**, 1 (2020a).
51. Свинкин и др. (D. Svinkin, S. Golenetskii, R. Aptekar, D. Frederiks, A. Ridnaia, T. Cline, K. Hurley, I.G. Mitrofanov, et al.), *GRB Coordinates Network Rep.* **27595**, 1 (2020b).
52. Томпсон, Дункан (C. Thompson and R.C. Duncan), *MNRAS* **275**, 255 (1995).
53. Томпсон, Дункан (C. Thompson and R.C. Duncan), *Astrophys. J.* **561**, 980 (2001).
54. Ферочи и др. (M. Feroci, F. Frontera, E. Costa, L. Amati, M. Tavani, M. Rapisarda, and M. Orlandini), *Astrophys. J. Lett.* **515**, L9–L12 (1999).
55. Фредерикс и др. (D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, V.D. Palshin, R.L. Aptekar, V.N. Ilyinskii, F.P. Oleinik, E.P. Mazets, and T.L. Cline), *Astron. Lett.* **33**, 1 (2007a).
56. Фредерикс и др. (D.D. Frederiks, V.D. Palshin, R.L. Aptekar, S.V. Golenetskii, T.L. Cline, and E.P. Mazets), *Astron. Lett.* **33**, 19 (2007b).
57. Фредерикс и др. (D. Frederiks, S. Golenetskii, R. Aptekar, A. Lysenko, A. Ridnaia, D. Svinkin, A. Tsvetkova, M. Ulanov, and T. Cline), *GRB Coordinates Network Rep.* **27596**, 1 (2020).
58. Хаджела и др. (A. Hajela, R. Margutti, K.D. Alexander, A. Kathirgamaraju, A. Baldeschi, C. Guidorzi, D. Giannios, W. Fong, et al.), *Astrophys. J.* **886**, L17 (2019).
59. Хаккила, Прис (J. Hakkila and R. Preece), *Astrophys. J.* **740**, id. 104 (2011).
60. Чанд и др. (V. Chand, J.C. Joshi, R. Gupta, Y.H. Yang, Dimple, V. Sharma, J. Yang, M. Chakraborty, J.H. Zou, et al.), *arXiv:2008.10822* (2020).
61. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L12 (2017a).
62. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L13 (2017b).
63. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R.X. Adhikari, et al.), *Astrophys. J.* **1892**, L3 (2020).
64. Янг и др. (J. Yang, V. Chand, B.B. Zhang, Y.H. Yang, J.H. Zou, Y.S. Yang, X.H. Zhao, L. Shao, S.L. Xiong, et al.), *Astrophys. J.* **899**, 106 (2020).

## РАССТОЯНИЕ ДО СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1672 И ЕЕ ЗВЕЗДНОЕ СТРОЕНИЕ<sup>1</sup>

© 2020 г. Н. А. Тихонов<sup>1\*</sup>, О. А. Галазутдинова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167, Россия

Поступила в редакцию 03.02.2020 г.

После доработки 03.07.2020 г.; принята к публикации 23.07.2020 г.

На основе архивных снимков космического телескопа Хаббла проведена звездная фотометрия спиральной сейфертовской галактики NGC 1672, расположенной в группе галактик Dorado (Золотая рыба). Расстояние до этой галактики, измеренное TRGB-методом ( $D = 15.8 \pm 0.8$  Мпк), показало, что NGC 1672 действительно входит в группу Dorado. На диаграммах Герцшпрунга–Рассела выделены звезды разного возраста и светимости и изучено их распределение по телу галактики. Интенсивное звездообразование и асимметрия в распределении молодых звезд указывают на взаимодействие NGC 1672 с близкой галактикой NGC 1688, расположенной на расстоянии 200 кпк. Найдено, что в нескольких молодых звездных скоплениях содержатся звезды очень высокой светимости (до  $M_I = -11^m$ ), которые можно определить как массивные гипергиганты.

**Ключевые слова:** группы галактик, группа NGC 1672, звездная фотометрия галактик: расстояния до галактик, звезды высокой светимости.

**DOI:** 10.31857/S0320010820090065

### ВВЕДЕНИЕ

Яркая спиральная галактика южного неба NGC 1672 изучена достаточно подробно на всех длинах волн от радио до рентгена. Но до сих пор остается открытым вопрос о расстоянии до нее, несмотря на многочисленные измерения. В NED приводятся значения от 9.9 до 14.5 Мпк. Принятие того или иного значения ставит эту галактику либо в состав группы галактик, либо за пределы галактик окружения.

В созвездии Dorado (Золотая рыба) давно известна концентрация галактик с лучевыми скоростями от 700 до 1700 км/с. Среди них Шоббрук (1966) выделил 11 галактик, которые, по его мнению, составляли одну группу, названную им “Dorado”. В 1975 г. Вокулер (1975) из этих галактик выделил группу G16, которая состояла из 5 ярких галактик. В этом же году Сэндидж (1975) опубликовал списки групп галактик, где в группу Dorado включил 12 основных и 6 вероятных членов группы. В дальнейшем группа Dorado несколько

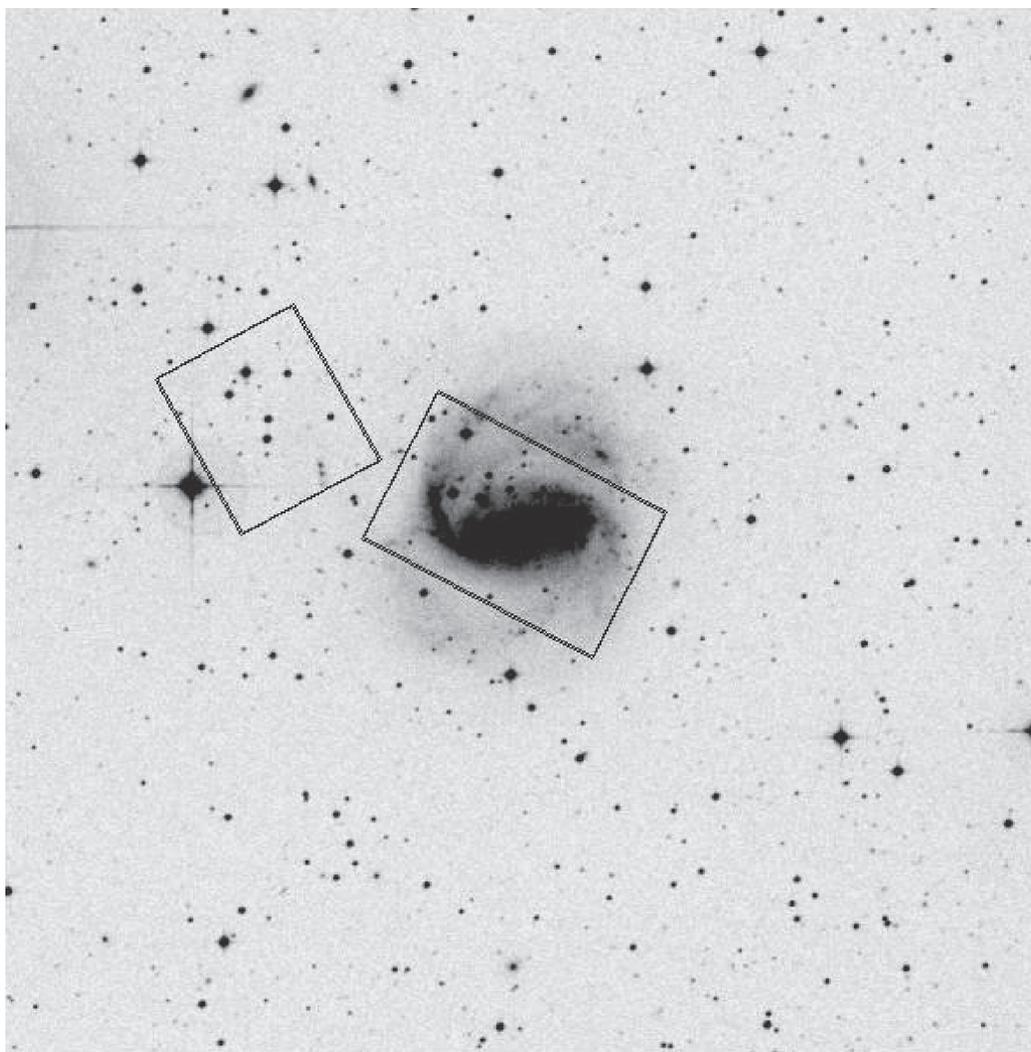
раз изменяла свой состав в зависимости от критериев отбора галактик.

Трудности при составлении списка галактик, входящих в группу Dorado, состояли в том, что галактики были значительно рассеяны по небу, кроме того, ни одна галактика не имела точного измерения расстояния. Имеющиеся в базе данных NED результаты измерений расстояний дают настолько разные значения для отдельных галактик Dorado (NGC 1433 — 8.2–11.6 Мпк, NGC 1533 — 13.4–30.1 Мпк, NGC 1566 — 5.5–18 Мпк), что невозможно на основе этих данных построить пространственную структуру группы. Более надежные значения расстояний можно получить простым делением лучевой скорости на постоянную Хаббла, но при этом не будут учитываться пекулярные скорости галактик, величины которых обычно находятся в интервале от 50 до 150 км/с, но внутри групп и скоплений эти скорости существенно больше из-за близких взаимодействий галактик.

По результатам из базы данных NED, среднее значение расстояния до двух десятков галактик группы Dorado равно 17.2 Мпк. Это ориентировочное значение мы принимаем как расстояние до всей группы Dorado. По мере получения более надежных измерений оно должно быть пересмотрено.

\* Электронный адрес: [ntik@sao.ru](mailto:ntik@sao.ru)

<sup>1</sup>Based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA, Inc. under contract No. NAS5-26555. These observations are associated with proposal 10354,15654.



**Рис. 1.** Изображение NGC 1672 на снимке DSS обзора. Прямоугольниками отмечены поля космического телескопа Хаббла. Размер снимка  $20' \times 20'$ , север —верху.

### ЗВЕЗДНАЯ ФОТОМЕТРИЯ

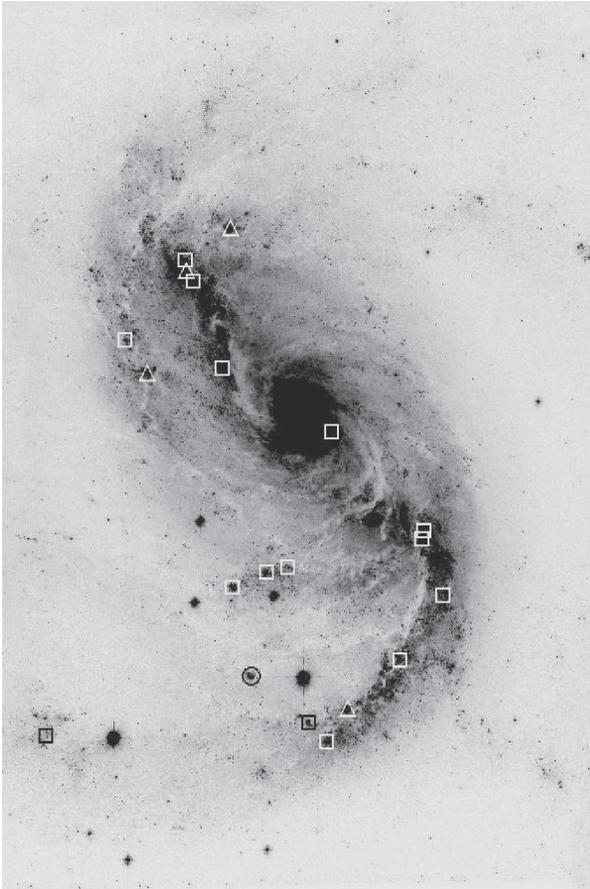
Спиральная галактика NGC 1672 ((R'-1:)SB(r)bc Sy2 по классификации NED) входит в число самых ярких галактик группы Dorado. Галактика обладает активным ядром (Осмер и др., 1974; Верон-Цетти и др., 1981) и относится к сейфертовским галактикам второго типа. Галактика расположена на периферии группы, поэтому некоторые исследователи не включали ее в группу Dorado, тем более что расстояние до NGC 1672 оценивалось существенно меньше (11.9 Мпк, Талли и др., 2009), чем расстояние до группы Dorado.

Для изучения звездного состава NGC 1672 и определения расстояния до нее мы использовали архивные снимки космического телескопа Хаббла, полученные по заявкам ID10354 и ID15654 с камерами ACS/WFC и WFC3. На рис. 1 представлен DSS (Digitized Sky Survey) снимок галак-

тики NGC 1672 с разметкой положений снимков HST телескопа, а на рис. 2 показан HST снимок NGC 1672 в фильтре F814W (I) с разметкой звездных комплексов, содержащих яркие звезды.

Звездная фотометрия галактики выполнялась двумя пакетами программ: DAOPHOT II (Стетсон, 1987; Стетсон, 1994) и DOLPHOT 2.0<sup>2</sup>. Фотометрия звезд в DAOPHOT II проводилась стандартным образом, как это описано нами ранее (Тихонов и др., 2009), а калибровочные зависимости получены на основе фотометрии звезд с разными светоприемниками и на разных телескопах (Тихонов, Галазутдинова, 2009). Полученные результаты фотометрии звезд прошли селекцию по параметрам “CHI” и “SHARP”, которые определяют форму фотометрического профиля каждой

<sup>2</sup> <http://americano.dolphinim.com/dolphot/dolphot.pdf>



**Рис. 2.** Снимок HST телескопа NGC 1672 в фильтре F435W (В). Кружком отмечено скопление, изображение которого представлено на рис. 7, а СМ-диаграмма на рис. 8. Треугольниками отмечены скопления с яркими центральными объектами с  $N\alpha$  эмиссией. Изображения этих скоплений помещены на рис. 11. Остальные молодые скопления отмечены квадратами.

измеряемой звезды (Стетсон, 1987), что позволило удалить из таблиц фотометрии все диффузные объекты: звездные скопления, далекие или компактные галактики, так как фотометрические профили этих объектов отличались от профилей изолированных звезд, выбранных нами в качестве стандартных.

Пакет DOLPHOT 2.0 использовался в соответствии с рекомендациями Долфина (2016), а процедура фотометрии состояла из предварительного маскирования плохих пикселей, удаления следов космических частиц и дальнейшей PSF-фотометрии найденных звезд в двух фильтрах. Селекция полученного списка звезд по параметрам профиля изображений “CHI” и “SHARP” проводилась так же, как и в DAORHOT II.

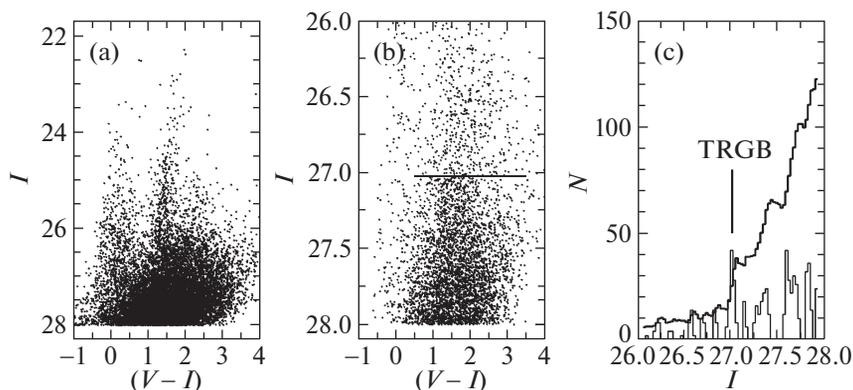
Принципы фотометрии программами DOLPHOT и DAORHOT одинаковы, но есть некоторые различия при их использовании. Например, в DAORHOT II в качестве PSF-звезд мы брали одиночные звезды из исследуемых полей, а в

DOLPHOT использовалась библиотека PSF-профилей. Различие результатов работы двух программ заметно при сравнении видимого распределения очень слабых звезд по полю снимка. Из-за неэффективности переноса заряда и существования остаточных следов космических частиц, DOLPHOT показывает избыточное число слабых звезд в центральной области поля, вместо их ровного распределения, а у DAORHOT распределение звезд более близко к реальному. Но в DAORHOT возникает проблема выбора PSF-звезд из-за большой концентрации звезд по телу галактики. Имея в виду плюсы и минусы двух пакетов программ, мы использовали их оба, сравнивая полученные результаты. Оба метода дали сходные результаты и значимых различий между ними не обнаружено.

### ИЗМЕРЕНИЕ РАССТОЯНИЯ

Полученная при фотометрии звезд диаграмма Герцшпрунга–Рассела (СМ-диаграмма) периферии галактики NGC 1672 представлена на рис. 3а. На диаграмме хорошо видны ветви голубых и красных сверхгигантов. Ветвь красных гигантов на этой диаграмме визуалью не видна из-за большого числа более ярких AGB звезд. После селекции по координатам  $X$  и  $Y$ , для того чтобы удалить из выборки яркие сверхгиганты областей звездообразования, а также звезды из области, которая засвечена очень яркой звездой, мы получили СМ-диаграмму, на которой видны красные гиганты и AGB-звезды (рис. 3б). Поскольку показатель цвета красных гигантов находится в диапазоне  $1.2 < (V - I) < 1.6$ , то после селекции по этому параметру мы получили функцию светимости, на которой виден TRGB-скачок при  $I = 27^m.02 \pm 0.03$  (рис. 3с), положение которого соответствует началу ветви красных гигантов. Точность измерения TRGB-скачка определяется полушириной пика функции Собеля (Мадоре, Фридман, 1995), которая на этой диаграмме показана тонкой линией. Максимумы функции Собеля соответствуют резким изменениям численности звезд, что наблюдается на границе ветви красных гигантов.

Вместе с TRGB-скачком мы измерили показатель цвета вершины ветви гигантов  $(V - I)_{TRGB} = 1.40$  и показатель цвета ветви гигантов  $(V - I)_{-3.5} = 1.32$  на уровне  $M_I = -3^m.5$ . Используя эти величины в уравнениях Ли и др. (1993), мы определили металличность красных гигантов на периферии NGC 1672 и расстояние до нее:  $[Fe/H] = -1.87$ ,  $(m - M) = 30^m.99$ ,  $D = 15.75$  Мпк, с внутренней  $\pm 0.22$  Мпк и внешней  $\pm 0.82$  Мпк точностью. Внутренняя точность измерения определяется точностью определения положения TRGB-скачка, а внешняя точность является результатом



**Рис. 3.** CM-диаграмма звезд периферии NGC1672 (a) и CM-диаграмма звезд этого же поля (b) после удаления звезд областей звездообразования. Функция светимости красных гигантов и AGB-звезд (c) получена после селекции звезд диаграммы “b” по показателю цвета  $(V - I)$ . Тонкой линией показана функция Собеля, на которой отмечено положение TRGB-скачка при  $I = 27^m02$ .

сложения нескольких возможных источников ошибок измерений. Точность метода Ли и др. (1993) составляет  $0^m1$ . Точность определения положения TRGB-скачка принималась нами как полуширина пика функции Собеля и равна  $0^m03$ . Средняя точность фотометрии звезды при  $I = 27^m0$  равна  $0^m10$ , но измерение TRGB-скачка происходит по 10–15 звездам, что уменьшает ошибку измерения TRGB-скачка из-за точности фотометрии звезд до  $0^m03$ . Сумма остальных составляющих ошибок измерений не превышает  $0^m02$ . При учете всех названных ошибок мы получаем, что суммарная ошибка измерения TRGB-скачка равна  $0^m11$ , что соответствует 0.82 Мпк. При измерении расстояния величина поглощения света в направлении на NGC 1672 принималась из работы Шлафли и Финкбайнера (2011):  $A_V = 0^m064$ ,  $A_I = 0^m035$ .

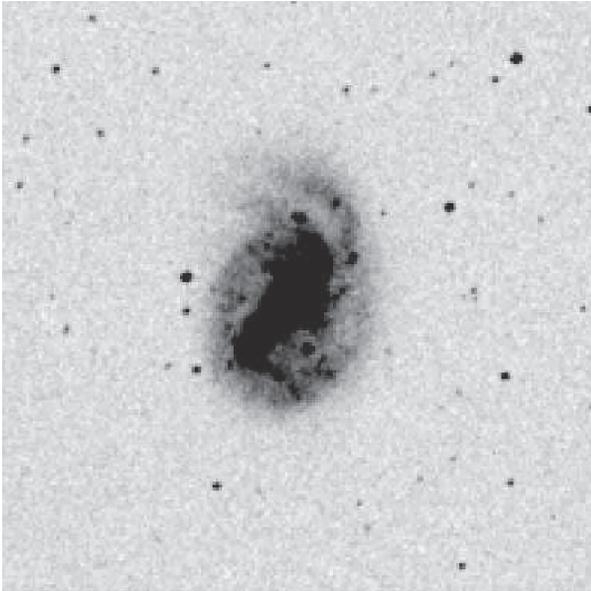
Для звезд основного поля галактики (рис. 1) мы провели аналогичные измерения, однако из-за присутствия в выборке большого числа ярких сверхгигантов и AGB-звезд, TRGB-скачок виден слабо при  $I = 26^m9$ . Сдвиг положения TRGB-скачка на  $0^m1$  объясняется влиянием металличности, которая всегда повышается от периферии к центру галактик. Аналогичный эффект был получен нами для центральных областей и периферии звезд галактики M87 (Тихонов и др., 2019). В дальнейшей работе мы используем значение расстояния  $D = 15.75$  Мпк, полученное по звездам периферии галактики.

Сравнение полученного расстояния до NGC 1672 и принятого расстояния до группы Dorado показывает, что с учетом точности всех измерений галактика NGC1672 находится на таком же расстоянии, что и большинство галактик Dorado, т.е. входит в состав этой рассеянной группы.

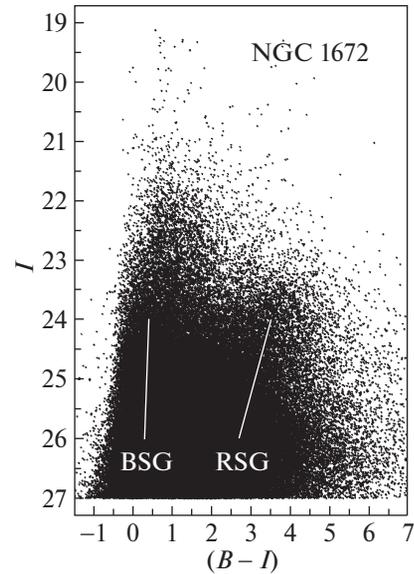
### ЗВЕЗДНЫЙ СОСТАВ NGC 1672

На рис. 1 и 2 видно, что форма NGC 1672 асимметрична. Вероятной причиной этой асимметрии могло быть взаимодействие с соседней галактикой. Возможно также близкое взаимодействие с карликовой галактикой, к настоящему времени слившейся с NGC 1672. Но более вероятным является предположение, что взаимодействующим объектом была маломассивная спиральная галактика NGC 1688. Лучевая скорость NGC 1672 — 1331 км/с, а NGC 1688 — 1228 км/с (NED), т.е. сходство лучевых скоростей подтверждает возможную пространственную близость этих галактик. Угловое расстояние между NGC 1672 и NGC 1688 равно  $39'$ , что соответствует 200 кпк при равенстве расстояний до обеих галактик. По NED расстояние до NGC1688 заключено в диапазоне от 10.5 до 18.9 Мпк, что соответствует расстоянию до NGC 1672. Кроме того, у NGC1688 также видна асимметрия спиральных ветвей (рис. 4), что подтверждает ее взаимодействие с другой галактикой.

Чтобы убедиться в возможном существовании пары галактик при таком расстоянии между компонентами, обратимся к наиболее подробной и обширной работе по изучению двойных галактик (Караченцев, 1987). Хотя при поиске двойных галактик внимание привлекают близкие пары, тем не менее в каталоге Караченцева (1987) есть несколько пар (12, 24, 128, 465, 530), у которых расстояние между компонентами больше чем 200 кпк, и они имеют нормальное отношение светимости к динамической массе. Таким образом, нет каких-либо причин считать эти пары случайной оптической проекцией. По светимости главной галактики, пара N24 из каталога Караченцева (1987) соответствует NGC 1672, что подтверждает возможность существования физической пары галактик NGC 1672 и NGC 1688.



**Рис. 4.** Изображение NGC 1688 на снимке DSS-обзора. Асимметрия галактики, в виде яркой спиральной ветви, указывает на ее взаимодействие с NGC 1672, находящейся на расстоянии 200 кпк.



**Рис. 5.** CM-диаграмма звезд центральных областей галактики NGC 1672. Линиями отмечено положение ветви голубых сверхгигантов (BSG) и красных сверхгигантов (RSG).

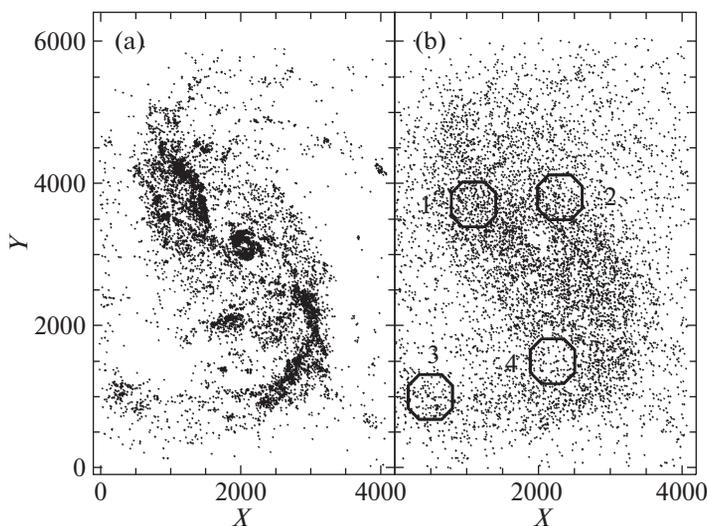
Результаты фотометрии звезд центральных областей NGC 1672 приведены в виде CM-диаграммы (рис. 5), на которой линиями отмечены положения ветви голубых сверхгигантов (BSG) и красных сверхгигантов (RSG). Большое количество звезд ( $N > 0.3$  млн) затрудняет визуальный анализ их распределения по телу галактики, поэтому была проведена селекция, и были выделены наиболее молодые голубые сверхгиганты с показателем цвета  $(B - I) < 1$ , а также более старые AGB звезды с показателем цвета  $4 < (B - I) < 5$ , возраст которых заключен в интервале от нескольких сот миллионов до 2–3 млрд лет. Распределение по телу галактики этих разных по возрасту звезд показано на рис. 6. В распределении молодых звезд (рис. 6а), возраст которых не превышает 100 млн лет, видна значительная асимметрия, что указывает на недавние процессы взаимодействия NGC 1672 с соседней галактикой.

Старые звезды, в противоположность молодым, имеют гладкое и симметричное распределение (рис. 6б). Такое распределение отвергает гипотезу поглощения карликовой галактики, которая могла бы объяснить асимметрию формы NGC 1672 и присутствие в ней многочисленных областей звездообразования. Если после поглощения карликовой галактики не произошло несколько оборотов NGC 1672, чтобы звезды поглощенной галактики равномерно распределились по телу NGC 1672, на что требуется около миллиарда лет, то на теле NGC 1672 была бы видна область с повышенным содержанием малометаллических старых звезд, но

этого не наблюдается. Если же поглощение карлика случилось давно и его звезды равномерно рассеялись по телу NGC 1672, то такое давнее слияние карликовой галактики не могло создать асимметрию молодых областей звездообразования, наблюдаемую в NGC 1672. Таким образом, гладкое распределение старых звезд отвергает гипотезу поглощения карликовой галактики и, кроме того, указывает на слабое взаимодействие с соседней галактикой, что могло произойти только при достаточно больших расстояниях между ними. Галактика NGC 1688 по всем параметрам подходит на роль такого соседа.

Определить давно прошедшие вспышки звездообразования в галактиках можно на основе изучения распределения численности AGB звезд в зависимости от их светимости. Возраст AGB-звезд заключен в интервале от 100 млн до нескольких млрд лет. Чем больше возраст AGB-звезд, тем меньше их светимость, поэтому, используя теоретические изохроны, можно светимость AGB-звезд “привязать” к их возрасту.

При равномерных процессах звездообразования зависимость между светимостью AGB-звезд и их численностью имеет гладкий вид. Если в галактике произошла вспышка звездообразования, то первоначально в этой области будет наблюдаться повышенное число голубых сверхгигантов. Через несколько десятков миллионов лет здесь будет повышенное число красных сверхгигантов, а через сотни миллионов лет — повышенное число AGB-звезд определенной светимости, которая соответ-

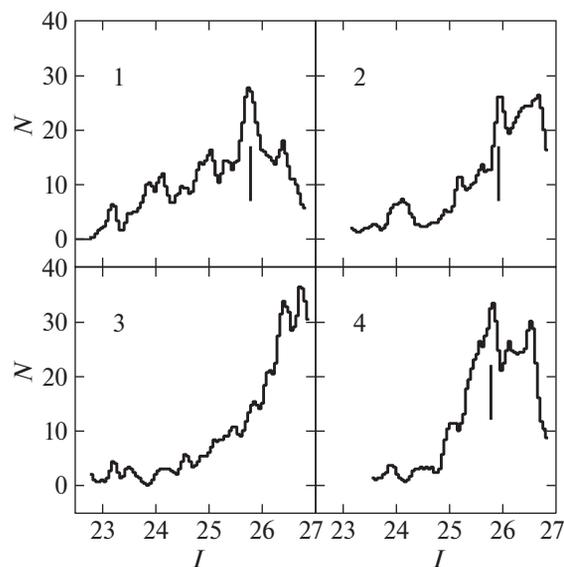


**Рис. 6.** Распределение молодых и старых звезд по телу галактики NGC1672. Асимметричное распределение молодых звезд объясняется взаимодействием NGC 1672 с соседней галактикой NGC 1688. На распределении старых звезд кружками отмечены поля, в которых изучались AGB-звезды для выявления прошедших вспышек звездообразования.

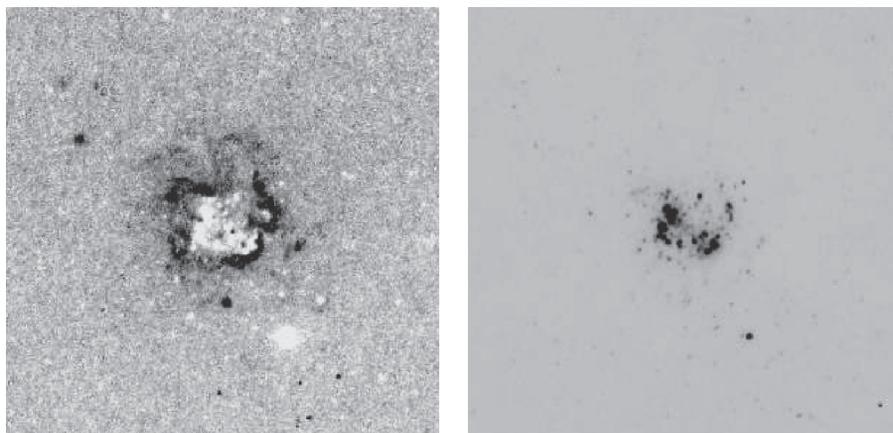
стует возрасту этих AGB-звезд. При увеличении возраста увеличивается и размер области, занятой звездами из бывшей области звездообразования, и в конечном этапе все звезды рассеиваются по телу галактики. Указанный метод мы использовали ранее, когда установили одновременность процессов звездообразования у двух взаимодействующих галактик — NGC 672 и IC 1727 (Тихонов и др., 2014).

Для изучения функций светимости AGB-звезд мы выбрали в NGC 1672 четыре поля (рис. 6). Поля 1, 2, 4 расположены в центральных областях галактики, но в местах с разной концентрацией молодых звезд. Поле 3 находится далеко от центра галактики, на конце яркой спиральной ветви. Функции светимости AGB-звезд всех полей представлены на рис. 7. На этих диаграммах можно отметить, что в полях 1, 2, 4 при  $I = 25^m8 \pm 0.1$  видны пики в численности AGB звезд. Используя изохроны Бертелли и др. (1994), мы нашли, что этим пикам соответствует возраст вспышки звездообразования  $t = 260$  млн лет, при металличности AGB-звезд равной металличности Солнца. В поле 3 распределение AGB-звезд соответствует равномерному темпу звездообразования. Небольшие отклонения находятся в пределах статистических ошибок. Полученные результаты указывают, что 260 млн лет назад в центральных областях галактики NGC 1672 произошла сильная вспышка звездообразования. Если это влияние NGC 1688, то влияние дальше, поскольку за этот интервал времени NGC 1688 не могла удалиться на современное значение 200 кпк после близкого прохождения около NGC1 672.

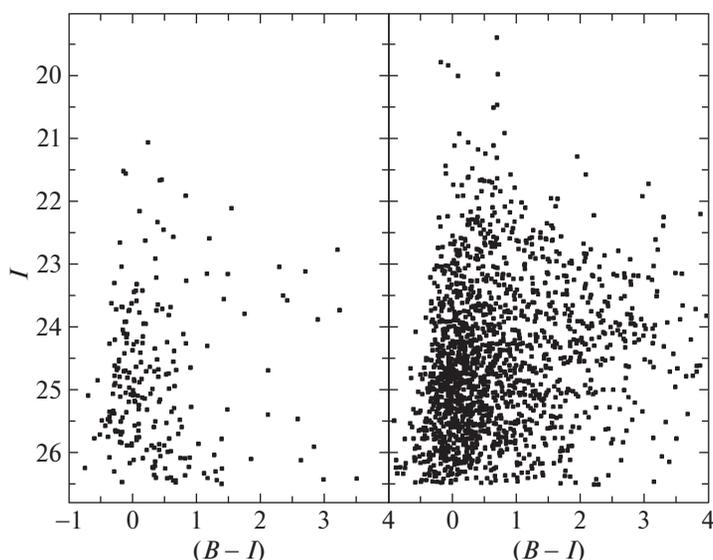
В галактике NGC 1672 видны многочисленные звездные скопления и более протяженные области звездообразования разного возраста. На изображении, полученном делением двух снимков в фильтрах F658N ( $H\alpha$ ) и F814W ( $I$ ), вокруг молодых скоплений видны кольцевые газовые оболочки, не



**Рис. 7.** Функции светимости AGB-звезд четырех областей, отмеченных на рис. 6. На периферии галактики (поле 4) процессы звездообразования протекали равномерно и функция светимости имеет гладкую форму. В центральных областях галактики (поля 1, 2, 4) примерно 250–300 млн лет назад произошла вспышка звездообразования, на что указывают пики функций светимости этих областей при  $I = 25^m8 - 25^m9$ .



**Рис. 8.** Вид молодого скопления, отмеченного кружком на рис. 2, на снимках HST телескопа в фильтрах F814W/F658N и F435W. Вокруг скопления видная газовая оболочка, а само скопление содержит звезды светимостью  $M_I = -10^m$ .

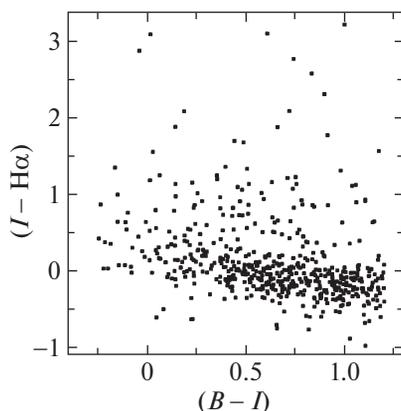


**Рис. 9.** CM-диаграмма звезд скопления, показанного на рис. 8 и отмеченного кружком на рис. 2, а также общая CM-диаграмма молодых звездных скоплений. Яркость некоторых звезд доходит до  $I = 20^m - 21^m$ , что с учетом расстояния означает, что это яркие гипергиганты со светимостью  $M_I$  от  $-10^m$  до  $-11^m$ .

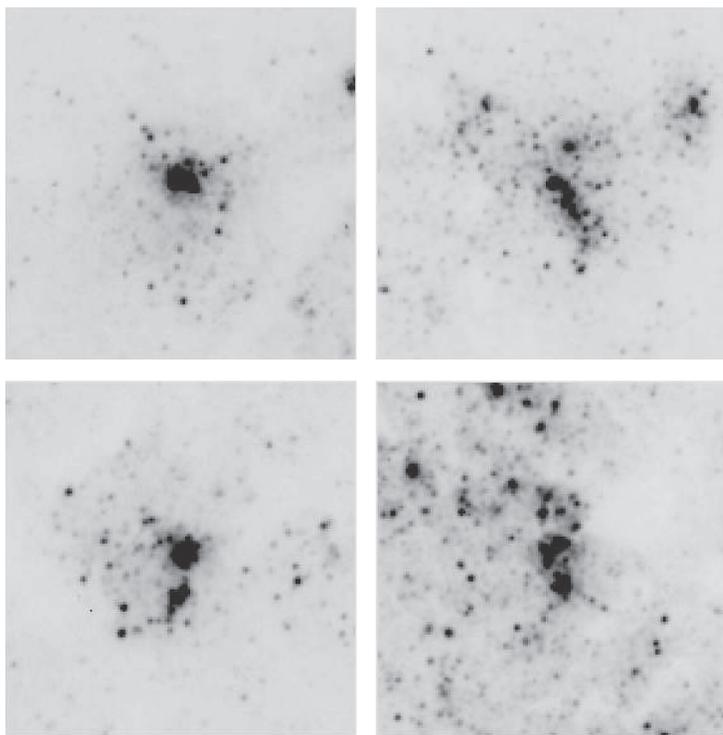
успевшие рассеяться в пространстве. На рис. 8 представлено одно из ярких молодых скоплений вблизи восточной спиральной ветви галактики, а на рис. 9 показана CM-диаграмма этого скопления. Анализ видимого распределения звезд полученной CM-диаграммы показывает, что в центре скопления находятся более старые звезды, переходящие в стадию красного сверхгиганта, а на краях скопления расположены более яркие голубые гипергиганты, чья светимость доходит до  $M_I = -10$ . По морфологии это скопление похоже на скопление R136 из Большого Магелланова облака.

В центре некоторых скоплений видны очень яркие голубые звездообразные объекты, однако

на основе имеющихся данных невозможно установить, являются ли они звездами или компактными скоплениями. Общая CM-диаграмма 20 молодых скоплений показана на рис. 9. На диаграмме видно, что самые яркие звезды имеют блеск  $I = 20^m - 21^m$ , что соответствует их абсолютной звездной величине  $M_I$  от  $-10^m$  до  $-11^m$ . Возможно, что часть этих объектов могут оказаться компактными звездными группами, которые даже на снимках HST выглядят как одиночные звезды. Для поиска ярких массивных звезд можно использовать имеющиеся снимки в линии  $H\alpha$ . У массивных гипергигантов из-за их нестабильного состояния происходит непрерывное истечение ве-



**Рис. 10.** Диаграмма  $(B - I) - (I - H\alpha)$  для ярких звезд ( $20^m < I < 23^m$ ) NGC 1672. Звезды без эмиссии в  $H\alpha$  занимают полосу при  $(B - I) < 0$ . Выше этой полосы располагаются звезды с  $H\alpha$  эмиссией разной интенсивности.



**Рис. 11.** Яркие звездообразные объекты с избытком излучения в линии  $H\alpha$ , выбранные на основе диаграммы рис. 10, оказались центральными объектами молодых звездных скоплений. Данные объекты могут быть яркими массивными звездами или компактными группами молодых звезд.

щества, в результате которого вокруг звезд образуются газовые оболочки и облака, а в спектрах таких звезд наблюдается яркая эмиссионная линия  $H\alpha$ , наличие которой позволяет выделить такие звезды среди других звезд.

На рис. 10 показана диаграмма  $(B - I) - (I - H\alpha)$  ярких звезд ( $I < 23$ ) NGC 1672. Звезды с нормальными спектрами занимают полосу при  $(I - H\alpha) = 0$ , а звезды с эмиссией в линии  $H\alpha$  расположены выше. Чем больше показатель  $(I - H\alpha)$ ,

тем более сильная эмиссионная линия присутствует в спектре звезды. На основе представленной диаграммы мы выделили четыре наиболее ярких объекта с повышенным значением показателя  $(I - H\alpha)$ . Все объекты оказались в центре очень молодых звездных скоплений (рис. 11). Являются ли указанные объекты массивными звездами или группами звезд, можно установить на основе спектральных наблюдений, которые пока не получены. Положения объектов 1 и 4 на рис. 11 совпадают

с положениями ULXs (ультраярких рентгеновских источников) (Дженкинс и др., 2011), что подтверждает возможную природу этих объектов как массивных звезд.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

На основе архивных снимков HST телескопа проведена звездная фотометрия спиральной сейфертовской галактики NGC 1672. Получено распределение молодых и старых звезд по телу галактики, и на этой основе сделан вывод о недавнем взаимодействии NGC 1672 с соседней галактикой, по всей видимости с NGC 1688. Впервые измерено точное расстояние до NGC 1672 ( $D = 15.8 \pm \pm 0.8$  Мпк), полученное при определении границы ветви красных гигантов (TRGB-метод). Найденное расстояние дает возможность уточнить светимость сейфертовского ядра галактики, а также провести поиски молодых массивных звезд. Поскольку кроме высокой светимости в спектрах массивных звезд присутствует эмиссионная линия  $H\alpha$ , то имеющиеся HST снимки NGC 1672 с фильтром F658N ( $H\alpha$ ) позволяют выделить такие звезды на диаграмме  $(B - I) - (I - H\alpha)$ . Несколько найденных таким способом объектов оказались центрами молодых звездных скоплений.

Мы представляем точное расстояние до одной галактики NGC 1672, но сделанные нами аналогичные измерения для других, самых ярких галактик группы Dorado: NGC 1433, NGC 1533, NGC 1566 показывают, что расстояния до этих галактик находятся в интервале от 14.2 до 15.9 Мпк (Тихонов, Галазутдинова, 2020). Так как указанные галактики являются самыми массивными членами группы и определяют положение центра масс, то это означает, что вся группа Dorado расположена на 15.0 Мпк, т.е. ближе, чем значение 17.2 Мпк, которое мы приняли в качестве первого приближения.

Работа основана на наблюдениях с космического телескопа Хаббла NASA/ESA, полученных в Научном институте космического телескопа, который управляется AURA, Inc. по контракту № NAS5-26555. Эти наблюдения связаны с заявками 10354 и 15654. В настоящей работе были использованы базы данных NED, HyperLeda.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Национального научного фонда Болгарии в рамках научного проекта № 19-52-18007.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бертелли и др. (G. Bertelli, A. Bressan, C. Chiosi, F. Fagotto, and E. Nasi), *Astron. Astrophys.* **106**, 275 (1994).
2. Верон-Цетти и др. (M.P. Veron-Cetty, P. Veron, and E.J. Zuiderwijk), *Astron. Astrophys.* **98**, 34 (1981).
3. Вокулер (G. Vaucouleurs), *Stars and Stellar Systems* **9**, 557 (1975).
4. Дженкинс и др. (L.P. Jenkins, W.N. Brandt, E.J.M. Colbert, B. Koribalski, K.D. Kuntz, A.J. Levan, R. Ojha, T.R. Roberts, M.J. Ward, and A. Zezas), *Astrophys. J.* **734**, 33 (2011).
5. Долфин (A. Dolphin), DOLPHOT: Stellar photometry, Astrophysics Source Code Library ascl:1608.013 (2016).
6. Караченцев (I.D. Karachentsev), *Двойные галактики* (М.: Наука, 1987).
7. Ли и др. (M.G. Lee, W.L. Freedman, and B.F. Madore), *Astrophys. J.* **417**, 553 (1993).
8. Мадоре, Фридман (B. Madore and W. Fridman), *Astron. J.* **109**, 1645 (1995).
9. Осмер и др. (P.S. Osmer, M.G. Smith, and D.W. Weedman), *Astrophys. J.* **192**, 279 (1974).
10. Стетсон (P.B. Stetson), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **99**, 191 (1987).
11. Стетсон (P.B. Stetson), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 250 (1994).
12. Сэндидж (A. Sandage), *Astrophys. J.* **202**, 563 (1975).
13. Талли и др. (R.B. Tully, L. Rizzi, E.J. Shaya, H.M. Courtois, D.I. Makarov, B.A. Jacobs), *Astron. J.* **138**, 323 (2009).
14. Тихонов и др. (N.A. Tikhonov, O.A. Galazutdinova, and E.N. Tikhonov), *Astron. Lett.* **35**, 559 (2009).
15. Тихонов, Галазутдинова (N.A. Tikhonov and O.A. Galazutdinova), *Astron. Lett.* **35**, 748 (2009).
16. Тихонов, Галазутдинова (N.A. Tikhonov and O.A. Galazutdinova), *Astrophys. Bull.* (2020), в печати.
17. Тихонов и др. (N.A. Tikhonov, O.A. Galazutdinova, and V.S. Lebedev), *Astron. Lett.* **40**, 1 (2014).
18. Тихонов и др. (N.A. Tikhonov, O.A. Galazutdinova, and G.M. Karataeva), *Astrophys. Bull.* **74**, 257 (2019).
19. Хухра, Геллер (J.P. Huchra and M.J. Geller), *Astrophys. J.* **257**, 423 (1982).
20. Шоббрук (R.R. Shobbrook), *MNRAS* **131**, 365 (1966).
21. Шлафли, Финкбайнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).

## РАННЯЯ БОЛОМЕТРИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ SN 2013fs БЕЗ ФОТОМЕТРИИ

© 2020 г. Н. Н. Чугай\*

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 22.07.2020 г.; принята к публикации 23.07.2020 г.

Предложен новый метод реконструкции ранней болометрической кривой блеска для сверхновых II с имеющейся серией спектров эмиссии  $H\alpha$  в первый день после выхода ударной волны. Метод использует эффект радиационного ускорения околозвездного газа перед ударной волной. Эффективность метода демонстрируется в случае сверхновой SN 2013fs, для которой получены спектры в интервале 6–10 ч после выхода ударной волны. Важная особенность нового метода в том, что он не нуждается в фотометрии, расстоянии и экстинкции.

*Ключевые слова:* звезды, сверхновые, SN 2013fs.

DOI: 10.31857/S032001082009003X

### ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая типа II (SN II) является результатом взрыва красного сверхгиганта (RSG). После взрыва оболочка сверхновой расширяется в среде, состоящей из вещества, потерянного предсверхновой. Ветер RSG характеризуется умеренным параметром плотности  $\dot{M}/v \sim 10^{14} - 10^{15}$  г см<sup>-1</sup>, который следует из данных о радио- и рентгеновском излучении SNe II (Шевалье и др., 2006). Ожидаемые оптические эмиссионные линии, в частности  $H\alpha$ , от ветра с такой плотностью слишком слабы для обнаружения. Вместе с тем в нескольких SNe II спектры в течение первых двух дней показывают сильные узкие эмиссионные линии, порождаемые компактной ( $r < 10^{15}$  см) ионизованной околозвездной оболочкой (Куимби и др., 2007; Гро и др., 2014; Хазов и др., 2016; Ярон и др., 2017). Наиболее интересен случай SN 2013fs со спектрами начиная с 6 ч после выхода ударной волны (Ярон и др., 2017). Анализ этих спектров привел авторов к выводу, что околозвездные линии формируются в компактной ( $r < 10^{15}$  см) оболочке с массой (несколько)  $\times 10^{-3} M_{\odot}$ , скоростью расширения 50–100 км с<sup>-1</sup> и томсоновской оптической толщиной  $\tau_T \sim 1-2$  (Ярон и др., 2017).

Профили линий в ранних спектрах SN 2013fs показывают узкое ядро и широкие крылья, подобно эмиссионным линиям ранней SN 1998S. В случае

SN 1998S характерные линии объясняются в модели свечения околозвездной оболочки с оптической толщиной по томсоновскому рассеянию  $\tau_T \sim 3-4$  (Чугай, 2001; Шивверс и др., 2015). Однако такое объяснение не годится для SN 2013fs, поскольку широкие крылья наблюдаемой эмиссии  $H\alpha$  гораздо интенсивнее по сравнению с моделью томсоновского рассеяния, и, кроме того, линия имеет более интенсивное синее крыло, в противовес модели (Ярон и др., 2017). Противоречие устраняется при учете радиационного ускорения околозвездного газа перед ударной волной (Чугай, 2020a); на момент 10.3 ч скорость газа перед ударной волной, полученная из  $H\alpha$ , составляет 3000 км с<sup>-1</sup>. По сути, в данном случае широкие крылья обусловлены ускорением околозвездного газа, а не томсоновским рассеянием. Радиационное ускорение околозвездного газа излучением до 1000 км с<sup>-1</sup> учитывалось при моделировании  $H\alpha$  в спектре SN 1998S (Чугай, 2001). Однако в этом случае в формирование крыльев основной вклад вносит томсоновское рассеяние на тепловых электронах. Дессарт и др. (2017) детально исследовали эффекты взрыва SNe II в плотной околозвездной оболочке на основе радиационной гидродинамики с последующим расчетом синтетического спектра в модели неравновесного переноса излучения. Моделирование предсказывает значительное ускорение околозвездного газа — до  $>5000$  км с<sup>-1</sup> в течение первых двух дней. Из представленных синтетических спектров, однако, неясно, в каких случаях в

\*Электронный адрес: [nchugai@inasan.ru](mailto:nchugai@inasan.ru)

крыльях линий доминирует томсоновское рассеяние, а в каких — скорости околос звездного газа.

Предложенное объяснение раннего спектра  $\text{H}\alpha$  SN 2013fs подсказывает нам, что эффект радиационного ускорения околос звездного газа, проявляющийся в эмиссии  $\text{H}\alpha$ , может быть использован для диагностики ранней болометрической светимости SN 2013fs, которая иным образом определяется ненадежно. В статье предлагается новый метод восстановления ранней болометрической светимости SN 2013fs на основе анализа ранних спектров. С этой целью вначале определяются скорости околос звездного газа с использованием  $\text{H}\alpha$  в спектрах, полученных на телескопе Кеск-I в интервале 6–10 ч после выхода ударной волны. Найденные скорости используются затем для восстановления болометрической светимости SN 2013fs в течение первых 10 ч после выхода ударной волны. Данное исследование основано на спектрах SN 2013fs, взятых из базы данных WISeREP (Ярон, Гал-Ям, 2012) (<https://wiserep.weizmann.ac.il>).

## МОДЕЛЬ

Выход ударной на поверхность звезды с протяженной оболочкой сопровождается сгребанием внешней атмосферы в плотную оболочку (Грасберг и др., 1971). При взрыве RSG масса такой оболочки составляет  $10^{-4}$ – $10^{-3} M_{\odot}$  (Шевалье, 1981). Торможение внешней плотной оболочки сверхновой в околос звездном газе приводит к формированию двух ударных волн, внешней и обратной с тонкой плотной оболочкой между ними (Шевалье, 1982; Надёжин, 1985). Обратная ударная волна, как правило, является существенно радиативной, в результате чего охлажденный газ аккумулируется в плотной тонкой оболочке, которую принято называть холодной плотной оболочкой (CDS), поскольку ее температура заметно ниже кинетической температуры в обеих ударных волнах.

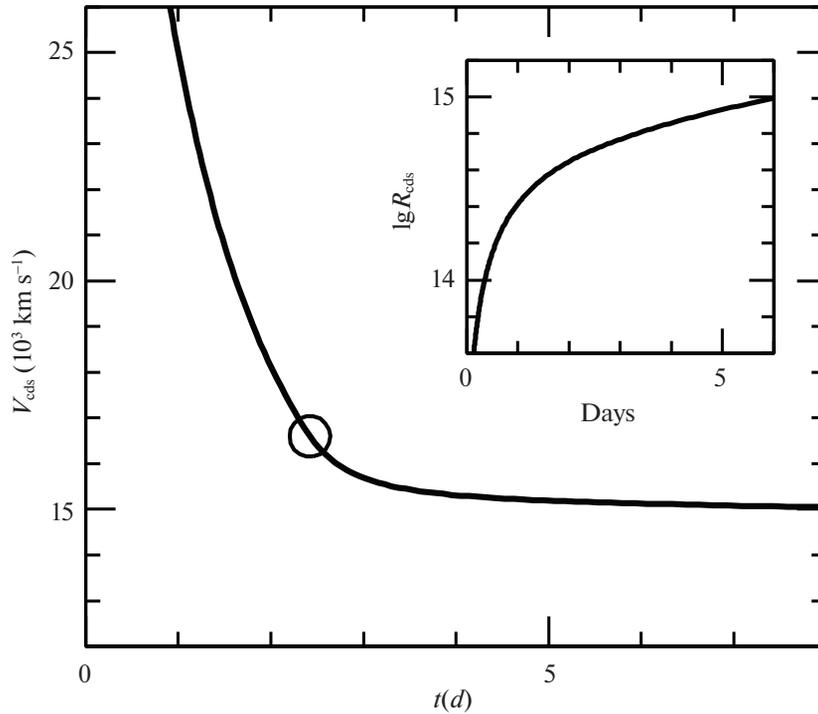
Размер и плотность околос звездной оболочки SN 2013fs могут быть оценены из спектральных данных следующим образом. В спектре на момент 2.42 дня присутствует широкая эмиссия  $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$  (Булливант и др., 2018), которая отождествляется с излучением фрагментированной CDS со скоростью расширения  $v_{c ds} = 16\,600 \text{ км с}^{-1}$  (Чугай, 2020b). Узкая эмиссия  $\text{H}\alpha$ , порождаемая околос звездной оболочкой, исчезает между 2.1 и 5.1 днями на спектрах Кеск-II (Ярон и др., 2017). Это означает, что вблизи момента  $t \sim 3$  дня CDS вышла за границу околос звездной оболочки, радиус которой составляет  $R_{c ds} \sim v_{c ds} t \sim 5 \times 10^{14} \text{ см}$ . Моделирование  $\text{H}\alpha$  в спектре на 10.3 ч предполагает оптическую толщину околос звездной

оболочки  $\tau_T \sim 2$  (Чугай, 2020a). Средняя электронная концентрация в околос звездной оболочке, таким образом, составляет  $n_e = \tau_T / (R_{c ds} \sigma_T) \sim 6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ , и плотность  $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-14} \text{ г см}^{-3}$  при содержании водорода  $X = 0.7$ . Ниже мы предполагаем однородную плотность в околос звездной оболочке  $\rho_0 = 1.35 \times 10^{-14} \text{ г см}^{-3}$ . Эта величина в три раза выше по сравнению с плотностью, принятой ранее для минимизации энергии взрыва SN 2013fs (Чугай, 2020b).

Для описания торможения CDS в околос звездной оболочке воспользуемся приближением тонкого слоя. Темп торможения CDS определяется плотностью околос звездной оболочки и распределением плотности вдоль скорости во внешних слоях оболочки сверхновой, которая описывается степенным законом  $\rho(v) = \rho_1 (t_1/v)^3 (v_1/v)^q$ . Примем  $q = 7.6$  в согласии с гидродинамической моделью нормальной сверхновой IIP SN 2008in (Утробин, Чугай, 2013). Для референтных величин  $t_1 = 1$  день и  $v_1 = 10^4 \text{ км с}^{-1}$  ограничение на скорость CDS на момент 2.42 дня (рис. 1) удовлетворяется при  $\rho_1(t_1, v_1) = 3.44 \times 10^{-10} \text{ г см}^{-3}$ .

В начальный период длительностью  $\sim 1$  день фотосфера SN 2013fs совпадает с CDS. Действительно, в рассматриваемый период сохранение потока импульса предполагает, что плотность CDS приближенно равна  $\sim \rho_0 (v_{c ds}/c_s)^2 \sim 6 \times 10^{-9} \text{ г см}^{-3}$  (Грасберг и др., 1971), где  $c_s \approx 37 \text{ км с}^{-1}$  изотермическая скорость звука при температуре  $T \sim (L/4\pi r^2 \sigma)^{0.25} \sim 3.5 \times 10^4 L_{43}^{0.25} / r_{14}^{0.5} \text{ К}$ . В этих условиях непрозрачность составляет  $k_R \sim 2$  (Баднелл и др., 2005). При массе CDS  $\sim 3 \times 10^{-4} M_{\odot}$  и радиусе CDS  $R_{c ds} \sim 10^{14} \text{ см}$  на момент  $t = 10 \text{ h}$  (рис. 1) оптическая толщина CDS  $\tau = k_R M_{c ds} / (4\pi R_{c ds}^2) \sim 10$ , и, следовательно, на данной стадии фотосфера действительно совпадает с CDS.

Таким образом, на рассматриваемой фазе картина формирования  $\text{H}\alpha$  представляет собой фотосферу (CDS) радиуса  $R_{c ds}$ , ограниченную слоем горячего газа внешней ударной волны радиуса  $R_s \approx \xi R_{c ds}$ , и погруженную в околос звездную оболочку  $R_s < r < R_{c s}$ . Заметим, что модель  $\text{H}\alpha$  не чувствительна к параметру  $\xi$ . Здесь принято значение  $\xi = 1.2$ , которое соответствует автомодельному решению расширения оболочки сверхновой с  $q = 7$  в однородной среде (Шевалье, 1982). Слой горячего газа внутри внешней ударной волны предполагается однородным с плотностью  $4\rho_0$ . Высокая плотность частиц во внешней ударной волне ( $\sim 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) предполагает быстрое выравнивание температуры электронов, которая составляет  $T_e = 1.6 \times 10^9 (v_{s,4})^2$ , где  $v_{s,4} = v_s / 10^4 \text{ км с}^{-1}$ . Радиационное охлаждение газа за ударной волной



**Рис. 1.** Модельная скорость холодной плотной оболочки (CDS) в сравнении с наблюдательной оценкой (circle) по линии He II 4686 Å на момент 2.4 дня. Вставка показывает эволюцию радиуса CDS.

значительно превышает время расширения, однако время охлаждения электронов из-за обратного комптоновского рассеяния излучения сверхновой  $t_C = 1.2 \times 10^4 r_{14}^2 L_{43}^{-1}$  с может быть сопоставимо с временем расширения, и по этой причине температура электронов может быть на фактор  $\sim 2$  ниже. Мы примем фиксированную температуру электронов во внешней ударной волне  $T_e = 10^9$  К, поскольку модель  $\text{H}\alpha$  оказалась нечувствительной к электронной температуре в ударной волне даже при изменении принятой величины на порядок.

Мощное излучение сверхновой существенно ускоряет околозвездный газ, скорость которого максимальна непосредственно перед ударной волной и монотонно падает наружу. Будем описывать распределение скорости околозвездного газа в фиксированный момент времени выражением

$$v(r) = (v_{ps} - v_{cs}) \left( \frac{R_{cs} - r}{R_{cs} - R_s} \right)^s + v_{cs}, \quad (1)$$

где  $v_{ps}$  — скорость околозвездного газа непосредственно перед ударной волной при  $r = R_s$  и  $v_{cs}$  — скорость невозмущенного околозвездного газа при  $r = R_{cs}$ . Величина показателя степени  $s \approx 1.6$  для рассчитанных моделей  $\text{H}\alpha$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### Скорость околозвездного газа

Перенос излучения  $\text{H}\alpha$  в ионизированной околозвездной оболочке рассчитывается методом

Монте-Карло. Излучение  $\text{H}\alpha$  порождается в основном рекомбинацией водорода, и, следовательно, в однородной околозвездной оболочке коэффициент излучения  $\text{H}\alpha$  можно считать постоянным вдоль радиуса. Модель формально учитывает резонансное рассеяние  $\text{H}\alpha$  в приближении Соболева. Однако предыдущее моделирование  $\text{H}\alpha$  (Чугай, 2020a) в спектре на момент 10.3 ч показывает, что соболевская оптическая толщина в линии должна быть пренебрежимо мала. Эта ситуация отражает сильное опустошение второго уровня в результате фотоионизации водорода излучением сверхновой.

При рассеянии на тепловых электронах используется функция перераспределения по частотам усредненная по углам (Михалас, 1978). Профиль  $\text{H}\alpha$  слабо зависит от величины электронной температуры околозвездного газа, поскольку основной эффект в формировании широких крыльев вносит высокая скорость расширения ускоренного излучением околозвездного газа. Тем не менее изменение электронной температуры со временем учитывается. С этой целью в первой итерации температура полагается постоянной  $T_e = 4 \times 10^4$  К для всех рассматриваемых моментов. С этим значением моделируются профили  $\text{H}\alpha$ , определяются скорость газа перед ударной волной, болометрическая светимость сверхновой и эффективная температура. Эта температура принимается в качестве электронной температуры околозвездного газа, при

Таблица 1. Параметры модели  $\text{H}\alpha$ 

Дни	$R_{cds}, 10^{14}$ см	$T_e$	$\tau_T$	$v_{ps}, \text{км с}^{-1}$
0.258	0.74	$60\,000 \pm 3000$	1.9	$7500 \pm 1500$
0.30	0.85	$50\,000 \pm 2500$	1.9	$6000 \pm 1200$
0.371	1.05	$40\,000 \pm 2000$	1.8	$4000 \pm 800$
0.421	1.18	$35\,000 \pm 1800$	1.7	$3500 \pm 700$
0.423	1.19	$35\,000 \pm 1800$	1.7	$3000 \pm 600$

которой рассчитываются окончательные профили  $\text{H}\alpha$ . Перенос излучения учитывает диффузное отражение от фотосферы. Однако этот эффект трактуется в модели как поглощение, поскольку из-за высокой скорости  $\text{CDS} \gtrsim 26\,000 \text{ км с}^{-1}$  (рис. 1) отраженные фотоны отбрасываются по частоте в далекое синее крыло.

Оптимальные модели  $\text{H}\alpha$  для четырех спектров с разрешением  $160 \text{ км с}^{-1}$  в интервале 6–10 ч показаны на рис. 2 с параметрами, представленными в табл. 1. Столбцы таблицы последовательно содержат время после выхода ударной волны, радиус CDS, электронную температуру околозвездного газа, томсоновскую оптическую толщину перед ударной волной и скорость газа перед ударной волной, найденную путем подгонки модели под наблюдаемый профиль  $\text{H}\alpha$ . В нижней строке табл. 1 представлены ранее величины для модели  $\text{H}\alpha$  в спектре высокого разрешения на момент 10.3 ч (Чугай, 2020а). Неопределенность величин скоростей составляет около 20%. Такая же неопределенность характерна для томсоновской толщины, оцениваемой по  $\text{H}\alpha$ . Основной индикатор томсоновской оптической толщины — асимметрия профиля  $\text{H}\alpha$ , заметная во всех случаях (рис. 2). В таблице, однако, даны значения  $\tau_T$ , полученные из модели расширения CDS; именно эти величины использованы в моделях  $\text{H}\alpha$ .

Существенная роль радиативного ускорения околозвездного газа в формировании  $\text{H}\alpha$  подчеркивается спектром, рассчитанным без эффекта радиативного ускорения при постоянной вдоль радиуса скорости расширения околозвездной оболочки  $100 \text{ км с}^{-1}$  (рис. 2). Очевидно, что томсоновское рассеяние само по себе не может описать наблюдаемый спектр  $\text{H}\alpha$ . Это отличает SN 2013fs от SN 1998S, где томсоновское рассеяние доминирует над эффектом умеренного радиационного ускорения ( $1000 \text{ км с}^{-1}$ ) (Чугай, 2001).

### Ранняя болометрическая светимость

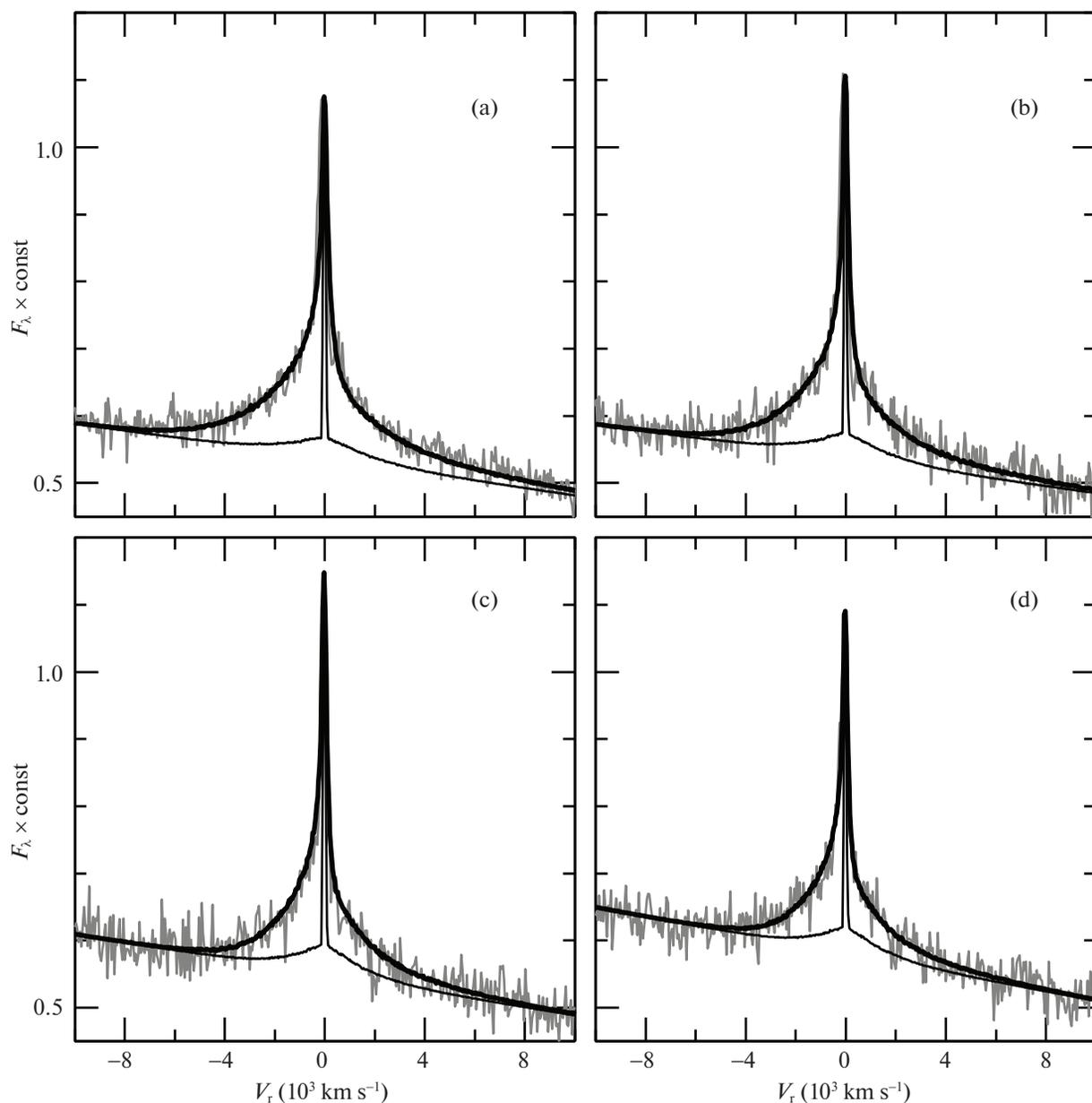
Скорость околозвездного газа перед ударной волной,  $v_{ps}$ , является индикатором энергии излучения  $E_r$ , испущенного сверхновой между выходом ударной волны и эпохой наблюдения. Радиационная сила, действующая на газ в условиях околозвездного газа на ранней стадии сверхновой, определяется в основном томсоновским рассеянием (Чугай и др., 2002). В пренебрежении смещением газа решение уравнения движения в поле излучения сверхновой приводит к скорости на радиусе  $R_s$

$$v_{ps} = \frac{k_T E_r}{4\pi R_s^2 c}, \quad (2)$$

где  $k_T = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  — коэффициент томсоновского рассеяния,  $c$  — скорость света.

Полученные величины  $v_{ps}$  (табл. 1) и уравнение (2) позволяют найти  $E_r$  для рассматриваемых моментов. Мы исследуем два способа описания начальной стадии уменьшения светимости: экспоненту  $L = L_0 \exp(-t/t_0)$  и степенной закон  $L = L_0/[1 + (t/t_0)^p]$ . Параметры каждой функции определяются минимизацией  $\chi^2$ . В случае экспоненциального падения светимости найденные параметры равны  $t_0 = 0.12$  дня и  $L_0 = 7.23 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$ , а для степенного закона  $t_0 = 0.12$  дня,  $L_0 = 5.8 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$  и  $p = 2.6$  (рис. 3). Оба описания светимости совпадают в пределах 10%, а энергия, излученная в течение начальных 0.5 дня после выхода ударной волны, в обоих случаях одинакова и составляет  $7.4 \times 10^{48} \text{ эрг}$ . Заметим, что относительная ошибка величины  $E_r$  равна относительной ошибке определения скорости (т.е. 20%).

Восстановленная по скоростям околозвездного газа болометрическая светимость сравнивается (рис. 3b) с двумя опубликованными версиями болометрической светимости по данным широкополосной фотометрии (Ярон и др., 2017). В первом варианте используется реконструкция спектрального распределения энергии (SED), а во втором



**Рис. 2.** Эмиссия  $H\alpha$  в спектрах SN 2013fs. Модели  $H\alpha$  (толстая линия) совмещены с наблюдаемыми спектрами (серая линия) для моментов 0.26 дня (a), 0.3 дня (b), 0.37 дня (c), и 0.42 дня (d) после выхода ударной волны. Тонкая линия показывает модели с постоянной по радиусу скоростью околозвездного газа ( $100 \text{ km s}^{-1}$ ).

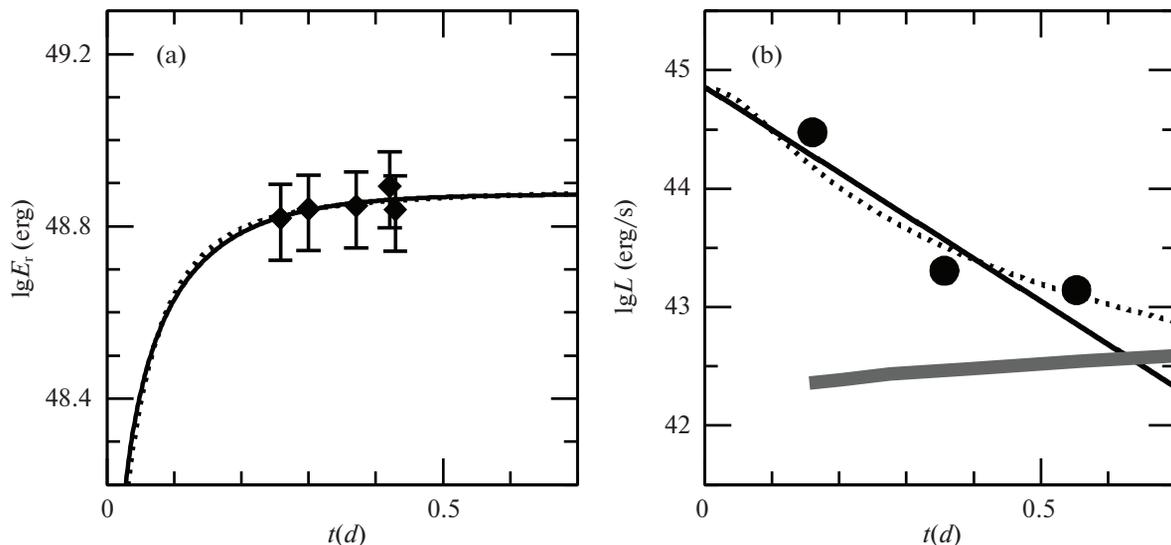
варианте используются оценки температуры и радиуса черного тела для вычисления светимости  $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$ . Эти версии светимости отличаются друг от друга в 100 раз в первую эпоху наблюдений, что подчеркивает трудности восстановления ранней болометрической светимости на основе фотометрии (рис. 3). Интересно, что наша болометрическая кривая блеска согласуется с опубликованной чернотельной версией кривой блеска, несмотря на радикальное отличие методов.

Следует подчеркнуть, что болометрическая кривая блеска SN 2013fs на ранней стадии, вос-

становленная по  $H\alpha$  с использованием эффекта радиационного ускорения околозвездного газа, не нуждается в фотометрии, расстоянии и экстинкции. Это обусловлено тем, что в данном методе используются измерения скорости на основе спектров в относительных потоках.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель исследования заключалась в реконструкции ранней болометрической светимости SN 2013fs на основе эффекта радиационного ускорения околозвездного газа, который проявляется в



**Рис. 3.** Энергия излучения SN 2013fs (a), найденная из скоростей околозвездного газа (ромбы) с модельной эволюцией в случае экспоненциального падения светимости (сплошная линия) и при степенном падении (пунктир); (b) — поведение светимости в экспоненциальной модели (сплошная линия) и при степенном падении (пунктир), которые соответствуют эволюции энергии излучения на панели (a). Кружки соответствуют оценкам светимости по фотометрии в приближении черного тела (Ярон и др., 2017), а серая линия — светимость, восстановленная в той же работе по фотометрии путем реконструкции SED.

ширине крыльев эмиссии  $\text{H}\alpha$ . Предложенный метод привел к успеху в случае SN 2013fs благодаря уникальной серии спектров, полученных на Keck-I в интервале 6–10.3 ч после выхода ударной волны. Привлекательная особенность метода в том, что ранняя болометрическая светимость SN 2013fs восстановлена без использования фотометрии и без данных о расстоянии и экстинкции.

Некоторая неопределенность могла быть связана с выбором функции для описания падения светимости после выхода ударной волны. Однако в действительности этот произвол не влияет существенно на результат. Для двух разных представлений, экспоненциальной и степенной, восстановленные светимости в интервале 0.5 сут после выхода ударной волны практически совпадают в пределах 10%, а полная энергия излучения в течение 0.5 сут одинакова. Интересно, что восстановленная болометрическая светимость близка к оценкам светимости в приближении черного тела для моментов 0.16, 0.36 и 0.55 сут (Ярон и др., 2017). Согласие результатов двух совершенно разных подходов свидетельствует в пользу того, что оба метода улавливают поведение реальной светимости SN 2013fs на начальной стадии.

Вместе с тем, в отличие от SN 2013fs с известным расстоянием 47–51 Мпк (NED) и низкой величиной экстинкции (Ярон и др., 2017), для более близких SNe II с менее определенным расстоянием и значительной экстинкцией систематические ошибки в болометрической светимости, полученной по фотометрии, могут быть значительными.

Все три фактора неопределенности (расстояние, экстинкция и неполнота фотометрии) отсутствуют в новом методе. Следует подчеркнуть потенциально важное значение нового метода для реконструкции начальной болометрической светимости будущей SN II в нашей Галактике, поскольку в этом случае возможны значительные неопределенности как в расстоянии, так и в экстинкции. Разумеется, успешное использование предложенного метода требует получения серии спектров в течение первых суток после взрыва.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баднелл и др. (N.R. Badnell, M.A. Bautista, K. Butler, F. Delahaye, C. Mendoza, P. Palmeri, C.J. Zeppen, and M.J. Seaton), *MNRAS* **360**, 458 (2005).
2. Булливант и др. (C. Bullivant, N. Smith, G. Williams, J.C. Mauerhan, J.E. Andrews, W.-F. Fong, Ch. Bilinski, Ch.D. Kilpatrick, et al.), *MNRAS* **476**, 1497 (2018).
3. Грасберг и др. (E.K. Grasberg, V.S. Imshennik, and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **10**, 3 (1971).
4. Гро (J.H. Groh), *Astron. Astrophys.* **572**, L11 (2014).
5. Дессарт и др. (L. Dessart, D.J. Hillier, and E. Audit), *Astron. Astrophys.* **605**, A83 (2017).
6. Куимби и др. (R.M. Quimby, J.C. Wheeler, and P. Höflich et al.), *Astrophys. J.* **666**, 1093 (2007).
7. Михалас (D. Mihalas), *Stellar Atmospheres* (Ed. W.H. Freeman, San Francisco, 1978, 2007).
8. Надёжин (Nadyozhin D.K.), *Astrophys. Space. Sci.* **112**, 225 (1985).

9. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), *Astron. Astrophys.* **555**, A145 (2013).
10. Хазов и др. (D. Khazov, O. Yaron, A. Gal-Yam, I. Manulis, A. Rubin, S.R. Kulkarni, I. Arcavi, M.M. Kasliwal, et al.), *Astrophys. J.* **818**, 3 (2016).
11. Чугай (N.N. Chugai), *Astron. Lett.* **46**, 86 (2020a).
12. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **494**, L86 (2020b).
13. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
14. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, P. Lundqvist, W.P.S. Meikle, and E.I. Sorokina), *MNRAS* **330**, 473 (2002).
15. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
16. Шевалье (R.A. Chevalier), *Fundamentals of Cosmic Phys.* **7**, 1 (1981).
17. Шевалье и др. (R.A. Chevalier, C. Fransson, and T.K. Nymark), *Astrophys. J.* **641**, 1029 (2006).
18. Шивверс и др. (I. Shivvers, J.H. Groh, J.C. Mauerhan, C. Jon, O.D. Fox, D.C. Leonard, and A.V. Filippenko), *Astrophys. J.* **806**, 213 (2015).
19. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).
20. Ярон, Гал-Ям (O. Yaron and A. Gal-Yam), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **124**, 668 (2012).

## Н 3-75: ПЛАНЕТАРНАЯ ТУМАННОСТЬ С ДВОЙНОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗВЕЗДОЙ NSV 16624

© 2020 г. В. П. Архипова<sup>1</sup>, Н. П. Иконникова<sup>1\*</sup>, М. А. Бурлак<sup>1</sup>, А. В. Додин<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 10.07.2020 г.

После доработки 22.07.2020 г.; принята к публикации 23.07.2020 г.

Н 3-75 — планетарная туманность среднего возбуждения с двойной центральной звездой, состоящей из горячего субкарлика с  $T_{\text{hot}} \sim 10^5$  К и холодного гиганта. В работе приводятся результаты наших фотометрических и спектральных наблюдений, полученных в 2020 г., и анализируются данные из литературы. Измерен блеск холодного компонента системы в  $VR_C I_C JHK$  полосах. Измерены относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре планетарной туманности Н3-75, получена оценка поглощения света, определены параметры газовой оболочки. Определены спектральный класс и класс светимости холодной звезды K0III, проанализирован ее спектр. Получены оценки расстояния до объекта ( $d \sim 3660$  пк) и светимости компонентов двойной системы:  $L_{\text{cold}} \sim 50 L_{\odot}$  и  $L_{\text{hot}} \sim 160 L_{\odot}$ . Горячий субкарлик со своими параметрами  $T_{\text{hot}}$  и  $L_{\text{hot}}$  попадает на трек охлаждения post-AGB звезд.

**Ключевые слова:** планетарные туманности, фотометрические и спектральные наблюдения, двойные звезды, эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010820090016

### ВВЕДЕНИЕ

Поиски и исследование двойных центральных звезд в планетарных туманностях (ПТ) крайне важны как для объяснения морфологии ПТ, так и для уточнения галактической шкалы их расстояний. Имеющиеся статистические шкалы в настоящее время в большинстве случаев дают ошибку расстояния до 50%.

Большим прорывом в деле определения расстояний, в том числе и до ПТ, стала миссия Gaia. Во втором выпуске каталога Gaia DR2 (2018) для немалого количества ПТ определены параллаксы, однако оценки расстояний по параллаксам до ПТ, которые в общей массе являются далекими объектами, требуют проверки.

До сих пор надежные индивидуальные определения расстояний имеются всего для нескольких десятков ПТ, что явно недостаточно для уточнения нуля-пункта статистических шкал. Новые оценки индивидуальных расстояний до ПТ по компонентам в двойных ядрах должны поэтому приветствоваться.

ПТ Н3-75 = PN 193.6-09.5 с координатами  $05^{\text{h}}40^{\text{m}}45^{\text{s}}$ ,  $+12^{\circ}21'23''$  (2000) была открыта Г. Аро

в 1953 г. (Аро и др., 1953). Диаметр ее внутренней яркой части составляет  $24''$ , это круглая туманность с двумя оболочками, внешняя более слабая прослеживается до  $70''$  от центра (Лютц, Лейм, 1987). В центре туманности наблюдается звезда с  $m(pg) = 14^{\text{m}}$  (Когоутек, 1985). Туманность имеет высокую степень возбуждения спектра, как было показано в работах Акер и др. (1992), Калера и др. (1996). Параметры туманности и ее химсостав определялись неоднократно, в частности, Калером и др. (1996), Костой и др. (2004), Милановой и Холтыгиным (2009), Генри и др. (2010). Н 3-75 с ее пространственно-кинематическими характеристиками и химсоставом принадлежит II типу ПТ по Пеймберту (Киреза и др., 2007).

Фотометрические данные о центральной звезде крайне немногочисленны. В 1979–1981 гг. Вайтлок (1985) измерила ее  $JHK$ -величины:  $J = 12^{\text{m}}.13$ ,  $H = 11^{\text{m}}.50$ ,  $K = 11^{\text{m}}.32$  с точностью  $\pm 0^{\text{m}}.01$ , и отметила, что звезда может быть переменной в этом диапазоне. В соответствии с этим утверждением звезда была включена в каталог заподозренных переменных под номером NSV 16624 без указания типа переменности. В обзоре 2MASS приводятся измерения ИК-блеска, выполненные 29 сентября 1998 г.:  $J = 12^{\text{m}}.00$ ,  $H = 11^{\text{m}}.46$ ,  $K_s = 11^{\text{m}}.33$ .

\*Электронный адрес: ikonnikova@gmail.com

**Таблица 1.** ИК-фотометрия звезд сравнения и центральной звезды ПТ Н 3-75

ID 2MASS	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K<sub>S</sub></i>	<i>J</i> (МКО)	<i>H</i> (МКО)	<i>K</i> (МКО)
05404316+1221320	13.788	13.372	13.326	13.757	13.360	13.311
05404760+1221445	13.651	13.206	13.195	13.621	13.193	13.181
05404531+1220232	13.870	13.407	13.315	13.833	13.398	13.298
05404688+1220115	12.966	12.772	12.730	12.951	12.760	12.721
05405020+1220154	12.856	12.529	12.415	12.827	12.521	12.401
05403648+1221162	12.680	12.375	12.237	12.650	12.368	12.223
05403776+1220142	12.602	12.252	12.134	12.571	12.244	12.119
05404497+1221225	12.042	11.481	11.379	11.997	11.472	11.363

Согласно частному сообщению Сандулека (1984), центральная звезда очень красная, он оценил ее спектральный класс как К.

Наблюдения Н3-75 космическим телескопом Хаббла (Чардулло и др., 1999) по программе поиска двойственности ядер планетарных туманностей не обнаружили второго компонента двойной, а 18 августа 1993 г. были получены звездные величины NSV 16624:  $V = 14^m24$ ,  $I_C = 13^m08$ ,  $(V - I)_C = +1.16$ . Авторы отмечают, что их фотометрические измерения звезды максимально свободны от накладывающегося эмиссионного фона планетарной туманности, а точность оценок составляет  $\pm 0^m02$ .

Имея указанные выше, а также новые, полученные нами фотометрические и спектральные данные, мы решили в настоящей работе уточнить спектральный класс и класс светимости красного компонента, предполагая, что он находится в паре с горячей слабой в оптической области звездой, возбуждающей излучение туманности Н 3-75. Это уточнение позволило определить расстояние до туманности, а также оценить светимости компонентов двойной системы. Кроме того, мы предлагаем наблюдателям провести наблюдения красного компонента двойной звезды, чтобы подтвердить или отвергнуть заподозренную у него переменность блеска.

## НАБЛЮДЕНИЯ

### ИК-фотометрия

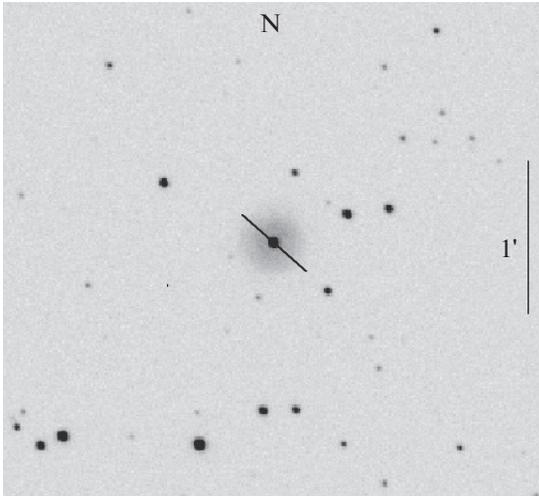
Новые наблюдения Н 3-75 были получены 10 марта 2020 г. (JD = 2458919.21) в ближней ИК-области. Наблюдения проводились на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ с помощью камеры-спектрографа

ASTRONIRCAM (Наджип и др., 2017) в режиме прямых снимков в фотометрических полосах *JHK* системы МКО. Камера оборудована ПЗС-детектором HAWAII-2RG размером  $2048 \times 2048$  пикселей. При фотометрических наблюдениях эффективно используется только центральная часть матрицы размером  $1024 \times 1024$  пикселей. В поле зрения приемника попадает область  $4'6 \times 4'6$ .

Сравнительная фотометрия проводилась с помощью программы Maxim DL-6. В качестве стандартов использовались звезды из каталога 2MASS. В табл. 1 приведены звезды сравнения с их величинами в системах 2MASS и МКО. Пересчет звездных величин из 2MASS в МКО проводился по формулам из работы Леггетта и др. (2006). Величины, полученные нами для центральной звезды ПТ Н 3-75 — 2MASS05404497+1221225 — по наблюдениям 10 марта 2020 г., приведены в последней строке табл. 1.

### *VR<sub>C</sub>I<sub>C</sub>* фотометрия

В течение трех ночей в марте–апреле 2020 г. нами были получены снимки Н 3-75 в трех фотометрических полосах системы Джонсона–Кузинса *VR<sub>C</sub>I<sub>C</sub>*. Наблюдения проводились на 60-см рефлекторе КГО ГАИШ МГУ, оснащенный ПЗС-камерой Andor iKon-L ( $2048 \times 2048$  пикселей, размер пикселя 13.5 мк, масштаб 0.67 угл. сек на пиксель) (подробнее см. Бердников и др., 2020). Наблюдения и первичная обработка кадров, включающая исправление за темновой ток, нулевой уровень и плоское поле, проводились с помощью программы Maxim DL-6. На рис. 1 показан участок снимка в фильтре *V* ПТ Н 3-75, полученного 2020-03-28.



**Рис. 1.** Ближайшие окрестности ПТ Н 3-75 в фильтре  $V$ . Снимок получен 28 марта 2020 г. На снимке показано положение щели при спектральных наблюдениях.

Звездные величины центральной звезды ПТ Н 3-75 получены в результате сравнения с опорными звездами, сведения о которых взяты из работы Долана и Матье (2002) и содержатся в табл. 2. По опорным звездам для каждой пары снимков в разных полосах были получены коэффициенты  $B$  уравнений вида  $M_i = B_0^{ik} \times m_i + B_1^{ik} \times m_k + B_2$ , где  $m$  — инструментальные  $v, r, i$  величины,  $M$  — величины  $V, R_C, I_C$  в системе Джонсона—Кузинса. Таким образом, для каждой полосы мы получили пару значений звездных величин в системе Джонсона—Кузинса, рассчитанных с помощью двух других полос. Для звезд поля расхождения между ними составили не более  $0^m001$ . Поскольку все опорные звезды расположены в южной части поля, не исключено наличие систематической ошибки.

Для определения величин центральной звезды было необходимо учесть вклад туманности. Спектральные данные, представленные ниже, указывают на кольцеобразную форму туманности с максимальной яркостью в линиях [OIII] и H $\alpha$  на расстоянии  $r \sim 4''8$  от центральной звезды и приблизительно линейным падением яркости от максимума к центру и к периферии. Мы построили радиальный профиль яркости туманности, усреднив отсчеты в концентрических кольцах толщиной около  $0''75$  и центром, совпадающим с центральной звездой. Затем в интервале  $4''8-28''5$  профиль яркости туманности аппроксимировался линейной функцией. Яркость внутренней области туманности ( $r < 4''8$ ) была рассчитана в предположении, что ее падение от  $r = 4''8$  к центру симметрично падению от  $r = 4''8$  наружу. Рассчитанное распределение

яркости туманности было вычтено из суммарного изображения, а потом измерено излучение от центральной звезды. Для сравнения мы измерили также суммарное излучение звезды и туманности в той же апертуре. Вклад туманности составил  $0^m27, 0^m1, 0^m03$  в полосах  $V, R_C, I_C$  соответственно. Это можно считать верхней оценкой погрешности величин центральной звезды. Затем инструментальные величины ядра ПТ были пересчитаны в систему Джонсона—Кузинса с использованием коэффициентов  $B$ , рассмотренных в предыдущем абзаце.

Данные о фотометрии центральной звезды ПТ Н 3-75 приведены в табл. 3. В качестве погрешности указано среднее квадратичное отклонение за ночь.

### Спектральные наблюдения

Спектральные наблюдения Н 3-75 были проведены 3 марта 2020 г. на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ с помощью двухлучевого спектрографа низкого разрешения. Подробно инструмент описан в статье Потанина и др. (2020). В качестве приемников используются камеры Andor Newton 940P с ПЗС E2V CCD42-10 формата  $512 \times 2048$  пикселей. Наблюдения проводились с длиной щелью шириной  $1''0$  в спектральном диапазоне  $\lambda 3500-7500$ . Щель выставлялась вертикально по направлению на зенит, чтобы минимизировать влияние атмосферной рефракции. Позиционный угол составил  $40^\circ$  (рис. 1). Было получено по три кадра с экспозицией 600 с. Редукция данных включала исправление за нулевой уровень, плоское поле и темновой ток. Из изображения двумерного спектра удалялись следы космических частиц. Для исправления за спектральную чувствительность приемника наблюдались спектры

**Таблица 2.**  $V R_C I_C$ -фотометрия опорных звезд

Обозначение	$V$	$R_C$	$I_C$
J054025.7+121142	13.974	13.230	12.570
J054037.0+121204	12.483	11.913	11.437
J054040.1+121106	13.269	12.540	11.883
J054040.9+121035	12.848	12.330	11.858
J054044.4+121034	13.907	13.381	12.896
J054048.1+121128	14.674	14.303	13.930
J054052.3+121113	14.983	14.326	13.715
J054110.2+121149	14.386	13.916	13.432

**Таблица 3.**  $VR_C I_C$ -фотометрия NSV 16624

Дата	JD	$V$	$R_C$	$I_C$
2020-03-09	2458918.288	$14.318 \pm 0.003$	$13.655 \pm 0.019$	$13.020 \pm 0.011$
2020-03-28	2458937.204	$14.333 \pm 0.013$	$13.660 \pm 0.010$	$13.007 \pm 0.005$
2020-04-03	2458943.207	$14.335 \pm 0.009$	$13.665 \pm 0.005$	$13.016 \pm 0.013$

**Таблица 4.** Наблюдаемые относительные интенсивности эмиссионных линий ПТ Н 3-75 в шкале  $F(H\beta) = 100$  по данным из литературы и новым наблюдениям

$\lambda, \text{Å}$	Ион	$F(\lambda)$ , Калер и др. (1996)	$F(\lambda)$ , Генри и др. (2010)	$F(\lambda)$ , настоящая работа
3727-29	[O II]	—	$80 \pm 22$	$157 \pm 11$
3868.8	[Ne III]	—	$68 \pm 17$	$87 \pm 5$
3889.1	H8	—	$16 \pm 4$	$16 \pm 2$
3970.1	H7+[Ne III]	—	$37 \pm 8.7$	$39 \pm 2$
4101.7	H $\delta$ +He II	—	$20.3 \pm 4.6$	$21 \pm 2$
4340.5	H $\gamma$	—	$43 \pm 8.1$	$44 \pm 3$
4363.2	[O III]	—	$11 \pm 2$	$18 \pm 3$
4685.7	He II	42.5	$25 \pm 3.8$	$23 \pm 2$
4861.3	H $\beta$	100	100	100.00
4959.5	[O III]	393	$400 \pm 54$	$379 \pm 15$
5007.6	[O III]	1183	$1300 \pm 170$	$1147 \pm 46$
5875.6	He I	30.6	$15 \pm 1.6$	$13 \pm 1$
6548.1	[N II]	—	$28 \pm 3.2$	$28 \pm 1$
6562.9	H $\alpha$	375	$360 \pm 1$	$335 \pm 10$
6583.4	[N II]	46.2	$86 \pm 9.8$	$85 \pm 3$
6678.2	He I	—	$4.1 \pm 0.48$	$4.1 \pm 0.9$
6716.4	[S II]	—	$18 \pm 2.1$	$16.4 \pm 0.8$
6730.8	[S II]	—	$14 \pm 1.6$	$12.7 \pm 0.5$
7065.2	He I	—	$2.8 \pm 0.34$	$2.4 \pm 0.3$
7136.2	[Ar III]	12.5	$16 \pm 2$	$16.4 \pm 0.7$
7320.0	[O II]	—	$4.7 \pm 0.59$	$3.4 \pm 0.4$
7330.0	[O II]	—	—	$0.8 \pm 0.4$

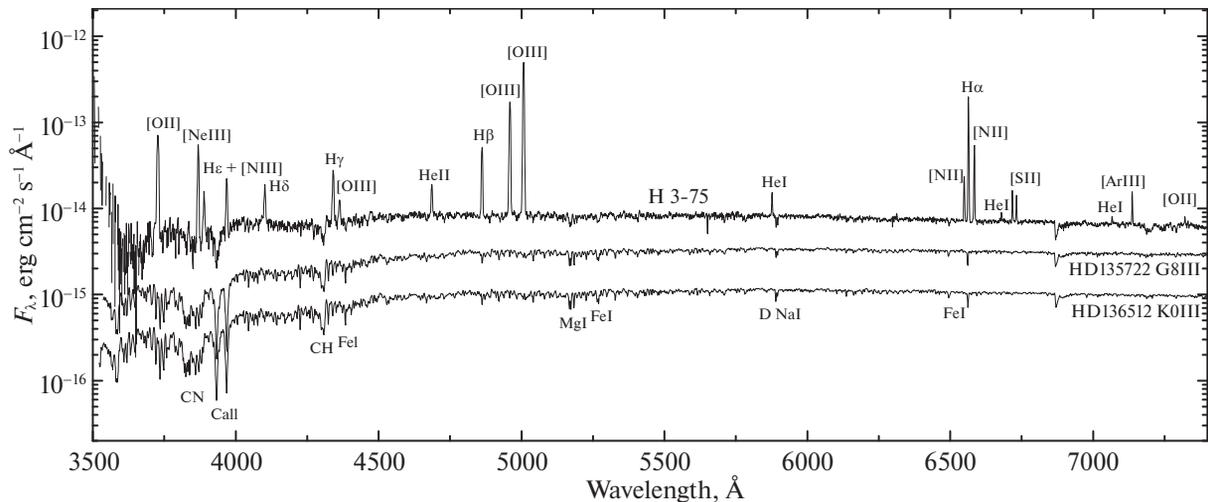


Рис. 2. Исправленный за покраснение суммарный спектр ПТ Н 3-75 и ее центральной звезды NSV 16624 вместе со спектрами гигантов HD136512 и HD135722, сдвинутыми произвольно относительно оси ординат.

стандарта BD+75°325<sup>1</sup>. Одномерные спектры получены путем суммирования отсчетов внутри апертуры в 80 пикселей (30"). Вся обработка проводилась с использованием собственных программ, написанных на языке Python.

#### АНАЛИЗ СПЕКТРА ПТ Н 3-75 И ЕЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ NSV 16624

В диапазоне  $\lambda$ 3500–7500 в спектре ПТ Н 3-75 наблюдаются эмиссионные линии, характерные для ПТ среднего и высокого возбуждения. На рис. 2 показан суммарный спектр ПТ Н 3-75 и ее центральной звезды NSV 16624.

Мы измерили относительные интенсивности эмиссионных линий туманности и приводим их в табл. 4 вместе с соответствующими данными из работ Калера и др. (1996) и Генри и др. (2010). В работе Косты и др. (2004) представлены относительные интенсивности ряда линий, уже исправленные за поглощение, поэтому мы не поместили их в табл. 4 с наблюдаемыми данными.

Наши измерения находятся в хорошем согласии с данными из работы Генри и др. (2010), наиболее близкой по времени к нашим наблюдениям. Исключение составляет относительная интенсивность дублета [O II]  $\lambda$ 3727–3729: ее значение по нашим данным почти в два раза превышает величину, полученную Генри и др. (2010). Относительные интенсивности небулярных линий [O III] довольно хорошо согласуются у разных авторов, тогда как данные для линии He II  $\lambda$ 4686 различаются на порядок: от 0.031 (Коста и др., 2004) до 0.4

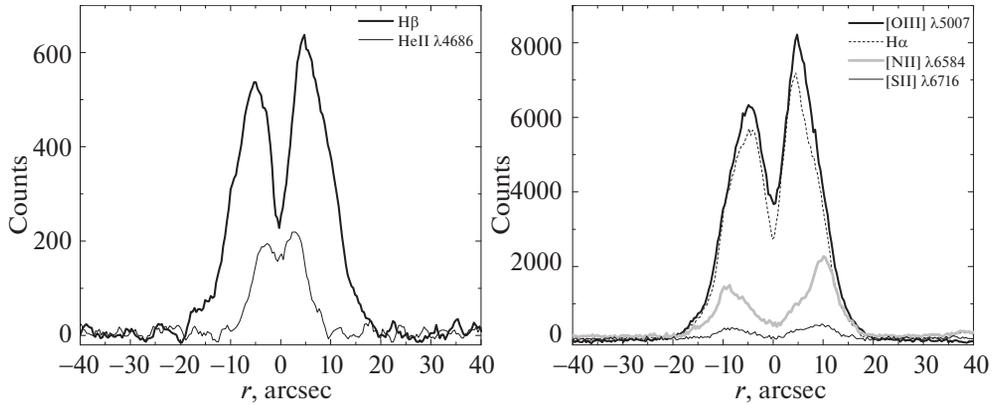
(Калер и др., 1996). Эти различия связаны, прежде всего, с разной методикой наблюдений. Наблюдения Калера и др. (1996) проводились с круговой апертурой размером 8" и относятся к центральной части туманности. Коста и др. (2004) и Генри и др. (2010) наблюдали с длиной щелью шириной 2", наши измерения относятся к апертуре 1"  $\times$  30".

На рис. 3 показано распределение интенсивностей вдоль щели в линиях He II  $\lambda$ 4686, H $\beta$ , [O III]  $\lambda$ 5007, H $\alpha$ , [N II]  $\lambda$ 6584 и [S II]  $\lambda$ 6716. График позволяет оценить угловой размер туманности в разных линиях и иллюстрирует тот факт, что туманность кольцевая и несимметричная в линиях H $\alpha$ , [O III], [N II], [S II], а в линии He II  $\lambda$ 4686 показывает концентрацию к центру туманности. В центральной части туманности излучение H $\beta$  слабее, а отношение  $F(\lambda 4686)/F(H\beta)$  больше, чем в других областях. Видимо, этим объясняется высокое значение относительной интенсивности линии ионизованного гелия в работе Калера и др. (1996). Вызывает недоумение низкое значение этой величины у Косты и др. (2004). Зоны излучения водорода и иона O<sup>+2</sup> практически совпадают, поэтому относительные интенсивности линий [O III]  $\lambda$ 4959 и  $\lambda$ 5007 находятся в хорошем согласии у разных авторов.

Большой разброс относительных интенсивностей линий He I и He II привел к расхождению полного содержания гелия в туманности в разных работах. Калер и др. (1996) приводят значение He/N = 0.22, Коста и др. (2004) — 0.071, Миланова и Холтыгин (2009) — 0.08, Генри и др. (2010) — He/N = 0.120  $\pm$  0.014.

Межзвездное поглощение света Н 3-75 было оценено нами по бальмеровскому декременту

<sup>1</sup> <https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html>



**Рис. 3.** Распределение интенсивностей вдоль щели в линиях He II  $\lambda 4686$ , H $\beta$ , [O III]  $\lambda 5007$ , H $\alpha$ , [N II]  $\lambda 6584$  и [S II]  $\lambda 6716$ .

туманности: наблюдаемые относительные интенсивности  $F(\text{H}\alpha) : F(\text{H}\beta) : F(\text{H}\gamma) = 3.35 : 1 : 0.44$  сравнивались с теоретическими из работы Стори и Хаммера (1987)  $I(\text{H}\alpha) : I(\text{H}\beta) : I(\text{H}\gamma) = 2.86 : 1 : 0.47$  для  $T_e = 10\,000$  К и  $N_e = 100$  см $^{-3}$ . Получено значение  $c(\text{H}\beta) = 0.21$ . Ранее по измеренному отношению интенсивностей линий H $\alpha$  и H $\beta$  Тыленда и др. (1992) получили  $c(\text{H}\beta) = 0.5$ , Калер и др. (1996) — 0.36, а Генри и др. (2010) — 0.28. Учитывая все оценки, мы получили среднее значение  $E(B - V) = 1.46 \cdot c(\text{H}\beta) = 0.23 \pm 0.08$ , которое будет использоваться в дальнейшем.

Физические параметры туманности были определены нами с использованием пакета Рупеб (Луридиана и др., 2015). Электронная концентрация  $n_e \sim 230$  см $^{-3}$  получена по отношению интенсивностей запрещенных линий [SII]  $R_{S2} = I(\lambda 6716)/I(\lambda 6731) = 1.29 \pm 0.11$ , электронная температура в зоне образования линии [OIII]  $T_e = 14\,000 \pm 1300$  К оценивалась по отношению  $R_{O3} = (I(\lambda 4959) + I(\lambda 5007))/I(\lambda 4363) = 74.5 \pm 12$ .

Для оценки полного содержания гелия в туманности мы использовали исправленные за поглощение отношения интенсивностей линий  $I(\lambda 4686)/I(\text{H}\beta) = 0.24$ ,  $I(\lambda 5876)/I(\text{H}\beta) = 0.11$ ,  $I(\lambda 6678)/I(\text{H}\beta) = 0.03$  и формулы из работы Изотова и др. (1994). Получено значение  $\text{He}/\text{H} = \text{He}^{2+}/\text{H}^+ + \text{He}^+/\text{H}^+ = 0.021 + 0.087 = 0.11 \pm 0.02$ , которое согласуется с определением Генри и др. (2010).

Обратимся теперь к спектру холодного компонента центральной звезды Н 3-75, доминирующего в оптическом диапазоне. Для спектральной классификации мы сравнили исправленный за покраснение спектр NSV 16624 со спектрами ряда звезд различных спектральных классов и классов светимости HD175305 (G5III), HD135722 (G8III), HD136512 (K0III), HD137759 (K2III), HD075732

(G8V), HD041593 (K0V), HD48329 (G8I) из библиотеки звездных спектров ( $R \sim 2000$ ) Борне и др. (2003) и HD186293 (K0I) из библиотеки звездных спектров Якоби и др. (1984). NSV 16624 имеет менее интенсивные линии металлов, чем звезды главной последовательности HD075732 и HD041593. Распределение энергии в ее спектре существенно отличается от такового у K2-гиганта HD137759 и сверхгигантов HD48329 и HD186293. При этом, как показано на рис. 2, NSV 16624 имеет сходство в деталях и по распределению энергии с гигантами спектральных классов G8 и K0.

Учитывая тот факт, что наблюдаемый в оптике компонент NSV 16624 соседствует с далеко проэволюционировавшей звездой — истинным ядром ПТ, важно было проверить, отразилось ли это соседство на химсоставе атмосферы холодного гиганта. Известен целый ряд ПТ с двойными центральными звездами, в частности, LoTr 5 (Тевенин, Ясевич, 1997), A 70 (Мичальский, 2012), WeBo1 (Бонд и др., 2003), Неп 2-39 (Мичальский и др., 2013), имеющими в качестве холодного компонента системы субгигант или гигант G- или K-типа с повышенным содержанием бария. В спектрах этих звезд обнаружена линия BaII  $\lambda 4554$  и в отдельных случаях присутствуют линии BaII  $\lambda 6142$ ,  $\lambda 6497$ , SrII  $\lambda 4216$ , что свидетельствует о “загрязнении” атмосферы холодного гиганта веществом второго компонента в фазе общей оболочки.

На рис. 4 показаны области спектра NSV 16624, в которых могли быть обнаружены линии BaII  $\lambda 4554$ ,  $\lambda 4934$ ,  $\lambda 5854$ ,  $\lambda 6142$ ,  $\lambda 6497$  и SrII  $\lambda 4216$ . Для сравнения на рис. 4 приведены также фрагменты спектра бариевой звезды HD49641 (Sp K0I) из библиотеки ELODIE V3.1 (Прюнель и др., 2007). Эшельный спектр HD49641 был сглажен скользящим средним с  $N = 17$ . Видно, что в спектре NSV 16624 линия BaII  $\lambda 4554$  отсутствует, абсорбции BaII  $\lambda 4934$ ,  $\lambda 5854$ ,  $\lambda 6142$  и SrII  $\lambda 4216$

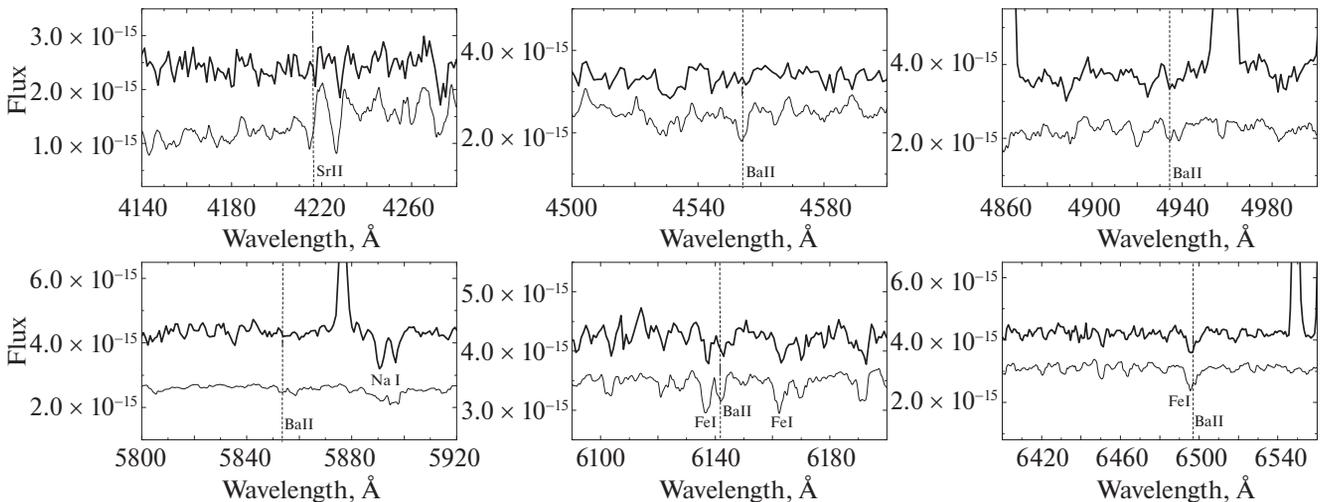


Рис. 4. Фрагменты спектров NSV 16624 (жирная линия) и HD49641 (тонкая линия). Вертикальными штриховыми линиями показаны положения интересных нас абсорбций. Спектр HD49641 сдвинут произвольно относительно оси ординат.

если и имеются, то чрезвычайно слабы. Линия BaII  $\lambda 6497$  блендирует с FeI  $\lambda 6495$  и для ее обнаружения необходимы наблюдения с лучшим, чем у нас, спектральным разрешением. Предварительно можно сделать вывод о том, что холодная звезда не испытала сильного влияния со стороны своего компаньона. Для большей надежности необходимы спектральные наблюдения высокого разрешения.

#### ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДНОГО КОМПОНЕНТА И РАССТОЯНИЕ ДО ТУМАННОСТИ

Исправленный за поглощение света спектр NSV 16624 показывает сходство со спектрами гигантов G8 и K0. Для более точной спектральной классификации необходимо рассмотреть распределение энергии в более широком спектральном диапазоне, исключив влияние континуума туманности. Для этой цели мы используем наши данные  $VRCICJHK$ -фотометрии.

Для сравнения распределения энергии в спектре NSV 16624 с данными для стандартных звезд Страйжиса (1979) в оптическом диапазоне и Курниева (1983) в ближней ИК-области мы перевели наши наблюдения в полосах  $R_C$  и  $I_C$  в  $R$  и  $I$  с помощью уравнений из работы Бесселя (1979), а  $JHK_S$ -величины в системе 2MASS в  $JHK$  Курниева (1983), используя формулы Карпентера (2001).

Как показано выше, избыток цвета, полученный по спектральным данным, имеет значительную неопределенность 0.08. Мы сравнили распределение энергии по данным широкополосной фотометрии для NSV 16624, исправленное за покраснение с тремя значениями  $E(B - V) = 0.16, 0.23$

и 0.31 — минимальным, средним и максимальным, с распределением энергии стандартных гигантов спектральных классов G8, K0 и K2 в калибровках Страйжиса (1979) и Курниева (1983). Как видно на рис. 5, распределение энергии в  $VRIJK$ -полосах в спектре NSV 16624 соответствует K2III для  $E(B - V) = 0.16$ , K0III для  $E(B - V) = 0.23$  и G8III для  $E(B - V) = 0.31$ .

Согласно картам межзвездной экстинкции (Грин и др., 2019), избыток цвета в направлении H 3-75 для расстояния  $d > 1500$  пк составляет  $E(B - V) = 0.24^{+0.03}_{-0.01}$  и не превышает  $E(B - V) = 0.27$ . H 3-75 не имеет избытка излучения в ИК-области и, следовательно, околозвездного поглощения света. С одной стороны, это дает нам основание считать, что значение  $E(B - V) = 0.31$  несколько завышено и, следовательно, NSV 16624 имеет более поздний спектральный класс, чем G8III. С другой стороны, спектральный класс K2III, полученный для  $E(B - V) = 0.16$ , плохо описывает распределение энергии в спектре NSV 16624 в коротковолновой области спектра, следовательно, это значение  $E(B - V)$  занижено, а звезда имеет более ранний спектральный класс. Таким образом, мы считаем, что для NSV 16624 можно принять спектральный класс K0III. Согласно калибровкам Страйжиса (1982), гигант K0 имеет температуру  $T_{\text{eff}} = 4797$  К. Учитывая некоторую неопределенность оценки спектрального класса NSV 16624, примем для звезды  $T_{\text{eff}} = 4800 \pm 200$  К.

Принимая для K0III абсолютную величину  $M_V = +0^m.8$  (Страйжис, 1982) и используя нашу оценку блеска NSV 16624  $V = 14^m.33$  и избыток

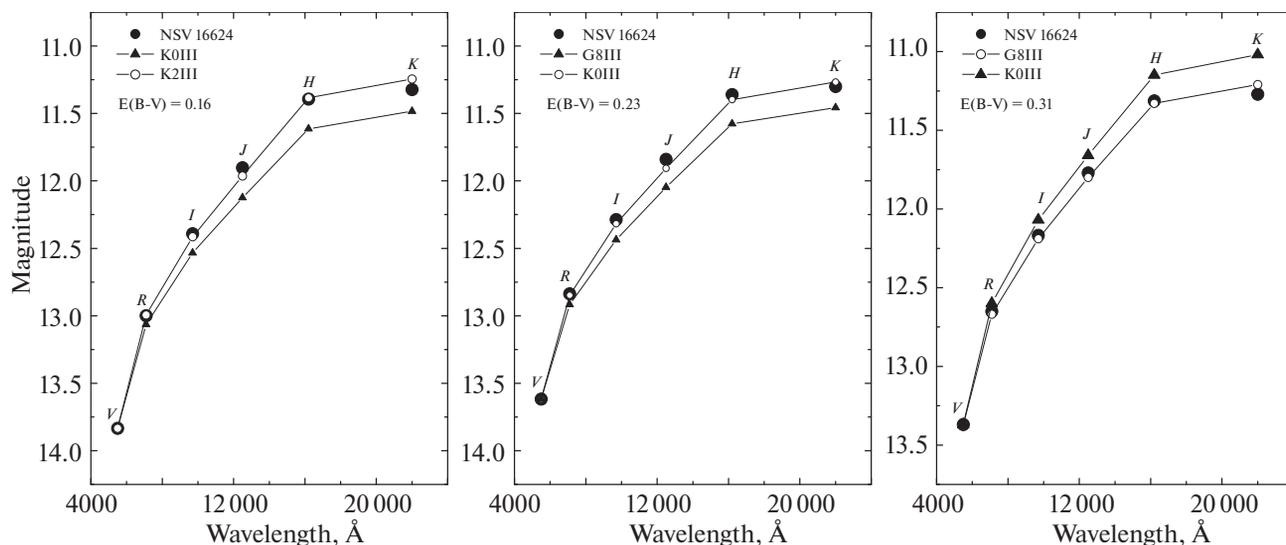


Рис. 5. Распределение энергии в спектрах NSV 16624 для разных значений  $E(B - V)$  и стандартных гигантов G8, K0 и K2.

цвета  $E(B - V) = 0.23 \pm 0.08$ , мы получили расстояние до туманности  $d = 3659_{-394}^{+443}$  пк и высоту над галактической плоскостью  $z = -608_{-74}^{+65}$  пк. Диаметр планетарной туманности  $D \sim 0.50$  пк, а ее радиус  $R \sim 0.25$  пк, что указывает на довольно позднюю стадию расширения туманности. Болومترическая абсолютная величина гиганта K0 составляет  $M_{bol} = +0^m.5$  (Страйжис, 1982), а светимость  $\log L/L_{\odot} = 1.69$ .

Амнуэль и др. (1984) получили в своей статистической шкале расстояний ПТ расстояние до Н3-75, равное 2700 пк, и ее диаметр 0.31 пк. В каталоге Gaia DR2 (2018) приводится измеренный параллакс центральной звезды NSV 16624 ПТ Н 3-75, равный  $0.2308 \pm 0.0386$  mas, а в работе Бейлера-Джонса и др. (2018) получена оценка расстояния по данным Gaia DR2  $d = 3687_{-462}^{+600}$  пк. Наша оценка  $d = 3659_{-394}^{+443}$  пк практически совпадает с расстоянием, полученным по параллаксу.

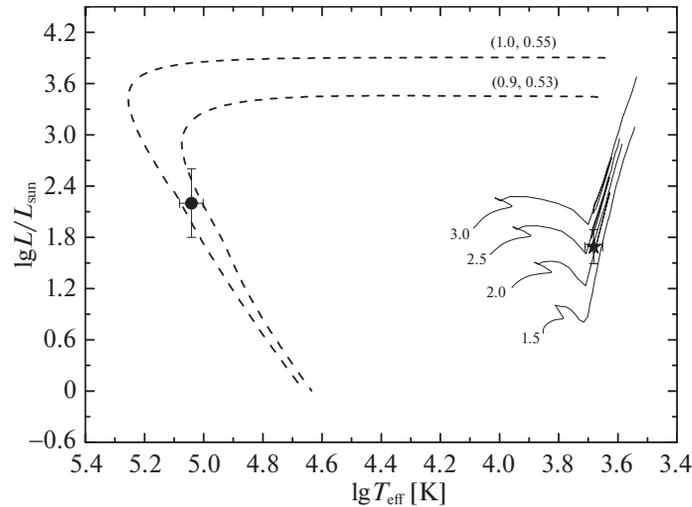
### КЛАСС ВОЗБУЖДЕНИЯ ТУМАННОСТИ Н 3-75, ТЕМПЕРАТУРА И СВЕТИМОСТЬ ВОЗБУЖДАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ

Согласно критериям Фиста (1968) и Моргана (1984), Н 3-75 относится к ПТ среднего возбуждения и с ее отношением  $I(4686)/I(H\beta) = 0.24-0.40$  имеет класс возбуждения  $EC = 5.7-6.4$  (Допита, Мезерингем, 1990). Если же принять во внимание отношение  $I(H\beta)/I(3869) = 5.1$ , которое Морган (1984) использует в качестве дополнительного критерия, то Н 3-75 можно отнести к туманностям более низкого возбуждения.

Прейте-Мартинес и др. (1991) определили температуру возбуждающей звезды Н 3-75 методом энергетического баланса  $T_{EB} = 99\,800$  К. Мы сделали оценку температуры методом Амбарцумяна по отношению интенсивностей линий He II  $\lambda 4686$  и H $\beta$ . В результате получено  $T_{HeII} = 120\,000$  К. Примем среднее значение  $T_{hot} = 110\,000 \pm 10\,000$  К.

Далее оценим светимость возбуждающей звезды. В видимом диапазоне выделить ее вклад из суммарного излучения системы (холодная звезда + горячая звезда + газовый континуум) затруднительно, поэтому мы воспользовались данными, полученными спутником International Ultraviolet Explorer (IUE) в ультрафиолетовой (УФ) области, где светит только горячая звезда. Спектр низкого разрешения SWP34711 был получен 8 ноября 1988 г. с помощью коротковолновой камеры SWP, покрывающей диапазон 1150–3200 Å, и извлечен нами с использованием сервера архивных данных INES<sup>2</sup>. Следует отметить, что УФ-поток крайне слаб и оценивается ненадежно. Мы перешли от потока на длине волны 1500 Å  $F(\lambda 1500) \sim 3.4 \times 10^{-15}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> Å<sup>-1</sup> к потоку в видимом диапазоне, предполагая, что горячая звезда излучает как черное тело с  $T = 110\,000$  К, для которого  $k = I(\lambda 1500)/I(\lambda 5450) = 123$ . Учитывая поглощение света с  $E(B - V) = 0.23$ , мы получили  $F(\lambda 5450) \sim 8.1 \times 10^{-17}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и  $V \sim 19^m.2$ . Приняв расстояние  $d = 3660$  пк и вычислив болومترическую поправку  $BC = -6^m.4$  по формуле  $BC = 27.58 - 6.8 \lg T_{eff}$  из работы Мартинса и др.

<sup>2</sup> <http://sdc.cab.inta-csic.es/cgi-ines/IUEdbs.MY>



**Рис. 6.** Положение холодного (звездочка) и горячего (кружок) компонентов системы на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. Сплошными линиями показаны эволюционные треки для начальных масс 1.5, 2.0, 2.5, 3.0  $M_{\odot}$  из работы Шаллера и др. (1992). Пунктирными — две модели Миллера Бертолами (2016) ( $M_{\text{init}}$ ,  $M_{\text{fin}}$ ).

(2005), мы получили оценку светимости горячей звезды  $\log L/L_{\odot} \sim 2.2$ .

На рис. 6 показано положение обоих компонентов двойной системы на диаграмме Герцшпрунга–Рассела вместе с эволюционными треками Шаллера и др. (1992) для начальных масс 1.5, 2.0, 2.5, 3.0  $M_{\odot}$  и двумя моделями Миллера Бертолами (2016) для post-AGB звезд:  $M_{\text{init}} = 0.9 M_{\odot}$ ,  $M_{\text{fin}} = 0.53 M_{\odot}$  и  $M_{\text{init}} = 1.0 M_{\odot}$ ,  $M_{\text{fin}} = 0.55 M_{\odot}$ , где  $M_{\text{init}}$  — масса на начальной главной последовательности, а  $M_{\text{fin}}$  — масса в post-AGB стадии. Сравнение с модельными треками позволило оценить массы горячей и холодной звезд системы:  $M_{\text{hot}} = 0.53\text{--}0.55 M_{\odot}$  и  $M_{\text{cold}} \sim 2 M_{\odot}$ , а также массу прародителя горячей звезды на начальной главной последовательности:  $M_{\text{init}} = 0.9\text{--}1.0 M_{\odot}$ .

Время эволюции звезды от конца стадии AGB до настоящего момента, согласно моделям Миллера Бертолами (2016), составляет порядка 12 000 лет или  $3.8 \times 10^{11}$  с. Зная радиус и время жизни туманности, сформированной в конце AGB-стадии, оценим скорость расширения туманности. Она получается равной  $V_{\text{exp}} \sim 20$  км/с, что не противоречит известным данным о скоростях расширения планетарных туманностей, особенно на поздних стадиях.

### О ВОЗМОЖНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ NSV 16624

Компонент центральной звезды туманности — красный гигант — был заподозрен в переменности блеска в диапазоне *JHK* по наблюдениям в 1979–1981 гг. (Вайтлок, 1985).

Сравним наблюдения, относящиеся к разным эпохам. Для сравнения ИК-величины, измеренные Вайтлок (1985) в фотометрической системе SAAO, мы редуцировали в фотометрическую систему обзора 2MASS с помощью уравнений, полученных Карпентером (2001), и приводим их в табл. 5 вместе с данными из каталога 2MASS и нашими новыми наблюдениями.

Рассматривая все представленные наблюдения, мы пока не получили доказательств переменности блеска NSV 16624 в ближнем ИК-диапазоне. Мы показали, что холодный компонент — нормальный гигант, находится вне полосы нестабильности и от него не следует ожидать периодических изменений блеска, вызванных пульсациями.

Тем не менее при благоприятном расположении компонентов в картинной плоскости двойная звезда в центре ПТ Н 3-75 могла бы показать периодическую переменность в оптической области, связанную с орбитальным движением.

Точных фотометрических данных для оптического диапазона крайне мало. В литературе существует лишь одна оценка блеска NSV 16624 в полосах *V* и *I<sub>C</sub>*, полученная пересчетом потоков на длинах волн 5550 Å и 7850 Å по наблюдениям со спутника Хаббл (Чардулло и др., 1999). В настоящей работе мы приводим блеск центральной звезды в полосах *VR<sub>C</sub>I<sub>C</sub>* за три ночи наблюдений. Пока изменений блеска, превышающих ошибки наблюдений, измерений и редукиции, не зарегистрировано. Для обнаружения переменности требуется длительный мониторинг. Наблюдения следует проводить в полосах *I* или *I<sub>C</sub>*, в которых вклад туманности минимален.

Таблица 5. ИК-фотометрия NSV 16624

Дата	$J$	$H$	$K_S$	Источник
1979-81	12.03	11.48	11.33	Вайтлок (1985)
1998-09-29	11.999	11.451	11.303	2MASS
2020-03-10	12.042	11.481	11.379	Настоящая работа

Анализ наблюдений из обзора ASAS-SN (Шаппи и др., 2014; Коханек и др., 2017) в полосе  $V$  с 20 января 2012 г. по 29 ноября 2018 г. (более 500 оценок) не показал периодических изменений блеска звезды. Наблюдаются хаотические вариации блеска с амплитудой до  $0^m.1$  в ночь при средней точности измерений  $0^m.02$ . Средняя величина объекта по данным ASAS-SN составляет  $V = 13^m.31 \pm 0^m.03$  и существенно (на  $\sim 1^m$ ) превышает блеск центральной звезды. При масштабе CCD камеры  $7.8''/\text{пиксель}$  и пространственном разрешении  $16''$  апертурная фотометрия, проводимая в обзоре, регистрирует суммарное излучение от звезды и от туманности. Для аккуратной фотометрии объектов с оболочками необходимы наблюдения с лучшим пространственным разрешением и более строгим учетом фона.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

На основе имеющихся в литературе, а также полученных нами фотометрических и спектральных данных о ПТ Н 3-75 и ее центральной звезде, мы показали, что последняя может являться двойной, состоящей из нормального гиганта КОШ и горячего субкарлика с температурой около  $10^5$  К. Полученная нами оценка расстояния до холодного компонента системы  $d \sim 3660$  пк практически совпадает с расстоянием, определенным по параллаксу. Сравнением с эволюционными треками получена оценка массы гиганта  $M_{\text{cold}} \sim 2 M_{\odot}$ . В предположении, что центральная звезда ПТ Н 3-75 — физическая пара, определена светимость горячего компонента системы и сделан вывод о том, что субкарлик находится на треке охлаждения. Следует, однако, учитывать, что в спектре холодной звезды не обнаружено продуктов нуклеосинтеза горячего компонента. Это может указывать на то, что система не связана физически, либо пара широкая.

Чардулло и др. (1999) высказали предположение, что центральная звезда ПТ Н 3-75 может быть одиночной и находиться в стадии возвратного движения на AGB в результате последней гелиевой вспышки оболочечного источника. Полученные к настоящему моменту наблюдения не дают никаких оснований для подобного заключения. Со своими параметрами  $\lg T_{\text{eff}}$ ,  $\lg L/L_{\odot}$  холодная звезда

на диаграмме Герцшпрунга—Рассела находится на ветви красных гигантов до стадии AGB. Звезда на возвратном треке должна иметь существенно более высокую светимость и измененный химсостав. Например, атмосфера звезды FG Sge, находящейся в стадии после последней гелиевой вспышки, значительно обогащена элементами s-процесса (Джеффри, Шенбернер, 2006), тогда как в спектре NSV 16624 линии бария и стронция нами не обнаружены. Следовательно, ПТ Н 3-75 — продукт эволюции горячего компонента двойной системы, а не холодной звезды.

Холодной звезде еще предстоит пройти свой путь сначала в стадии красного гиганта, затем на AGB, где звезда начнет усиленно терять массу. К этому моменту планетарная туманность Н 3-75 рассеется, а горячий компонент двойной системы продолжит свой путь по треку охлаждения. Дальнейшая история зависит от темпа потери массы холодным компонентом и от сценария передачи массы белому карлику.

В заключение мы еще раз указываем на необходимость фотометрического мониторинга центральной звезды ПТ Н 3-75 с целью обнаружения периодической переменности, связанной с орбитальным движением. Важно получить спектральные наблюдения высокого разрешения центральной звезды NSV 16624 для определения параметров ее атмосферы и химсостава. Крайне необходимы УФ-наблюдения объекта для более точного определения параметров горячей звезды — истинного ядра ПТ Н 3-75.

Настоящая работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акер и др. (A. Acker, F. Ochsenbein, B. Stenholm, R. Tylenda, J. Marcout, and C. Schohn), *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, ESO (1992).
2. Амнуэль и др. (P. Amnuel, O. Guseinov, K. Novruzova, and I.S. Rustamov), *Astrophys. Sp. Sci.* **107**, 19 (1984).

3. Аро и др. (G. Haro, B. Iriarte, and E. Chavira), *Boletín de los Observatorios de Tonantzintla y Tacubaya* **1**, No 8, 3 (1953).
4. Бейлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki1, M. Fouesneau, G. Mantelet, and R. Andrae), *Astron. J.* **156**, 58 (2018).
5. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., *Астрон. журн.* **97**, 284 (2020) [L.N. Berdnikov et al., *Astron. Rep.* **64**, 310 (2020)].
6. Бессель (M.S. Bessell), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **91**, 589 (1979).
7. Бонд и др. (H.E. Bond, D.L. Pollacco, and R.F. Webbink), *Astron. J.* **125**, 260 (2003).
8. Борне и др. (J.F. Le Borgne, G. Bruzual, R. Pelló, A. Lançon, B. Rocca-Volmerange, B. Sanahuja, D. Schaerer, C. Soubiran, and R. Vilchez-Gomez), *Astron. Astrophys.* **402**, 433 (2003).
9. Вайтлок (P.A. Whitelock), *MNRAS* **213**, 59 (1985).
10. Gaia Collaboration; A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *Astron. Astrophys.* **616**, 10 (2018).
11. Генри и др. (R.B. Henry, K. Kwitter, A. Jasket, B. Balik, M.A. Morrison, and J.B. Milingo), *Astrophys. J.* **724**, 748 (2010).
12. Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
13. Джеффри, Шенбернер (C.S. Jeffery and D. Schönberner), *Astron. Astrophys.* **459**, 885 (2006).
14. Долан, Матье (C.J. Dolan and R.D. Mathieu), *Astron. J.* **123**, 387 (2002).
15. Допита, Мезерингем (M.A. Dopita and S.J. Meatheringham), *Astrophys. J.* **357**, 140 (1990).
16. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and V.A. Lipovetsky), *Astrophys. J.* **435**, 647 (1994).
17. Карпентер (J.M. Carpenter), *Astron. J.* **121**, 2851 (2001).
18. Калер и др. (J. Kaler, K. Kwitter, R. Shaw, and L. Browning), *PASP* **108**, 980 (1996).
19. Киреза и др. (C. Quireza, H.J. Rocha-Pinto, and W.J. Maciel), *Astron. Astrophys.* **475**, 217 (2007).
20. Когоутек (L. Kogoutek), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **60**, 87 (1985).
21. Коста и др. (R. Costa, M. Ushida, and W. Maciel), *Astron. Astrophys.* **423**, 199 (2004).
22. Коханек (C.S. Kochanek, B.J. Shappee, K.Z. Stanek, T.W.-S. Holoiien, T.A. Thompson, J.L. Prieto, S. Dong, J.V. Shields, D. Will, C. Britt, D. Perzanowski, and G. Pojmanski), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **129**:104502 (2017).
23. Курниф (J. Koorneef), *Astron. Astrophys.* **128**, 84 (1983).
24. Леггетт и др. (S.K. Leggett, M.J. Currie, W.P. Varricatt, T.G. Hawarden, A.J. Adamson, J. Buckle, T. Carroll, J.K. Davies, et al.), *MNRAS* **373**, 781 (2006).
25. Луридиана и др. (V. Luridiana, C. Morisset, and R.A. Shaw), *Astron. Astrophys.* **573**, 42 (2015).
26. Лютц, Лейм (J. Lutz and Jo Lame), *IAU Symp.* 131 "Planetary Nebulae: Observations and Theory" (Ed. S. Torres-Peimbert, Dordrecht, Reidel, 1989).
27. Мартинс и др. (F. Martins, D. Schaerer, and D.J. Hillier), *Astron. Astrophys.* **436**, 1049 (2005).
28. Миланова, Холтыгин (Yu.V. Milanova and A.F. Kholtygin), *Astron. Lett.* **35**, 518 (2009).
29. Миллер Бертолами (M.M. Miller Bertolami), *Astron. Astrophys.* **588**, 25 (2016).
30. Мичальский и др. (B. Miszalski, H.M.J. Boffin, D.J. Frew, A. Acker, J. Köppen, A.F.J. Moffat, and Q.A. Parker), *MNRAS* **419**, 39 (2012).
31. Мичальский и др. (B. Miszalski, H.M.J. Boffin, D. Jones, A.I. Karakas, J. Köppen, A.A. Tyndall, S.S. Mohamed, P. Rodriguez-Gil, and M. Santander-Garcia), *MNRAS* **436**, 3068 (2013).
32. Морган (D.H. Morgan), *MNRAS* **208**, 633 (1984).
33. Наджип А.Э., Татарников А.М., Туми Д.У., Шатский Н.И., Черепашук А.М., Ламзин С.А., Белинский А.А., *Астрон. бюлл.* **72**, 382 (2017).
34. Потанин и др. (S. Potanin, N. Shatsky, et al.), in preparation (2020).
35. Прейте-Мартинес и др. (A. Preite-Martinez, A. Acker, J. Köppen, and B. Stenholm), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **88**, 121 (1991).
36. Прюнель (Ph. Prugniel, C. Soubiran, M. Koleva, and D. Le Borgne), *arxiv astro-ph/0703658* (2007).
37. Сандулек (N. Sanduleak), private communications (1984).
38. Стори, Хаммер (P.J. Storey and D. G. Hummer), *MNRAS* **272**, 41 (1995).
39. Страйжис В.Л., *Многоцветная фотометрия звезд* (Вильнюс: Мокслас, 1979).
40. Страйжис В.Л., *Звезды с дефицитом металлов* (Вильнюс: Мокслас, 1982).
41. Тевенин, Ясневич (F. Thévenin and G. Jasiewicz), *Astron. Astrophys.* **320**, 913 (1997).
42. Тыленда и др. (R. Tylanda, A. Acker, B. Stenholm, and J. Köppen), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **95**, 337 (1992).
43. Фист (M.W. Feast), *MNRAS* **140**, 345 (1968).
44. Чардулло и др. (R. Ciardullo, H. Bond, M. Sipior, L. Fullton, C.-Y. Zhang, and K.G. Schaefer), *Astrophys. J.* **118**, 488 (1999).
45. Шаллер и др. (G. Schaller, D. Schaerer, G. Meynet, and A. Maeder), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **96**, 269 (1992).
46. Шаппи и др. (B.J. Shappee, J.L. Prieto, D. Grupe, C.S. Kochanek, K.Z. Stanek, and G. De Rosa), *Astrophys. J.* **788**, 48 (2014).
47. Якоби и др. (G.H. Jacoby, D.A. Hunter, and C.A. Christian), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **56**, 257 (1984).

## ОРБИТЫ И СТРУКТУРА ЧЕТВЕРНЫХ СИСТЕМ GJ 225.1 И FIN 332

© 2020 г. А. А. Токовинин\*

*Cerro Tololo Inter-American Observatory/NSF's NOIRLab, Chile*

Поступила в редакцию 29.07.2020 г.

После доработки 29.07.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Известно лишь несколько четверных систем с точными визуальными орбитами внутренних пар. Архитектура двух таких систем исследуется в данной работе с целью определить отношения периодов, взаимную ориентацию орбит и другие параметры; приводятся уточненные элементы орбит и их ошибки. Система Gliese 225.1 (HIP 28442) содержит 3 звезды-карлика спектрального класса K и одну класса M, периоды внутренних пар  $67.2 \pm 0.2$  и  $23.4 \pm 0.5$  года. Взаимный наклон этих орбит невелик и, вероятно, они компланарны с внешней орбитой с периодом  $\sim 2$  тысячелетия. В состав четверной системы FIN 332 (HIP 92037) входят 4 звезды раннего спектрального класса A со схожими массами и звездными величинами. Обе внутренние орбиты с периодами  $27.6 \pm 0.2$  и  $39.8 \pm 0.4$  года обладают большими эксцентриситетами (0.82 и 0.84). Их ориентация на удивление схожа. Внешняя орбита с периодом  $\sim 5000$  лет, наоборот, имеет большой наклон относительно внутренних орбит. Обсуждаются динамика и формирование этих четверных систем.

*Ключевые слова:* двойные звезды, кратные звезды.

**DOI:** 10.31857/S0320010820090077

### ВВЕДЕНИЕ

Архитектура иерархических звездных систем отражает еще не до конца понятые механизмы их образования. Рассматриваемые здесь системы с иерархией типа  $2 + 2$  (т.е. две тесные пары, обращающиеся друг относительно друга) достаточно типичны. Статистика кратных звезд в окрестности Солнца свидетельствует о том, что наличие внутренних подсистем у обеих компонентов широкой двойной не независимо, а коррелировано, что указывает на их совместное происхождение (Токовинин, 2014). К тому же известные четверные системы типа  $2 + 2$  обнаруживают некоторую корреляцию между внутренними периодами и нередко все их компоненты имеют сходные массы (Токовинин, 2008). Неясно, однако, образовались ли четверные системы типа  $2 + 2$  в основном путем каскадной фрагментации газа сначала на большом, а затем более мелком масштабе (т.е. снаружи внутрь), изнутри наружу (внутренние подсистемы образовались сначала и затем объединились) или же совместно, например, при столкновении облаков газа (Уитворт, 2001).

Недавно Захе и др. (2019) исследовали большую выборку четверных систем типа  $2 + 2$ , в которых обе внутренние пары затменные (дважды затменные). В таких системах обе тесные пары имеют

большое наклонение, что возможно при компланарных орбитах, хотя и не служит доказательством компланарности. Еще удивительнее, что обнаружилось предпочтительные отношения внутренних периодов около 1 и 1.5 и дефицит отношения 2, что указывает на возможность некоего резонанса между внутренними орбитами. С учетом того, что внутренние периоды короткие, а внешние, вероятно, долгие, наличие динамического взаимодействия между внутренними орбитами, приводящего к резонансу, кажется маловероятным. Тремэйн (2020) взялся разрешить этот парадокс и выяснил условия, при которых подобные резонансы могут иметь место. Оказалось, что для объяснения резонансов, обнаруженных Захе и др. (2019), необходимы, по видимому, существенная миграция внутренних пар в сторону уменьшения периодов и не слишком большое расстояние между ними.

Эти открытия побудили меня рассмотреть более широкие четверные типа  $2 + 2$ , где известны визуальные орбиты обеих внутренних подсистем. Наряду с отношением периодов взаимная ориентация внутренних орбит и другие параметры могут пролить свет на механизмы их образования. Прототипом таких четверных систем служит  $\epsilon$  Луг, содержащая четыре схожих звезды класса A. Однако долгие периоды ее внутренних подсистем (1800 лет и 724 года) препятствуют определению точных орбит ввиду недостаточного их покрытия. Случай,

\*Электронный адрес: atokovin@ctio.noao.edu

Таблица 1. Элементы орбит

Система	$P$ , год	$T$ , год	$e$	$a$ , ''	$\Omega$ , °	$\omega$ , °	$i$ , °	$\Sigma M$ , $M_{\odot}$	$K_1 + K_2$ , $\text{км с}^{-1}$
GJ 225.1 A,B	67.22 $\pm 0.19$	1998.08 $\pm 0.21$	0.462 $\pm 0.018$	0.953 $\pm 0.017$	126.2 $\pm 0.2$	282.9 $\pm 0.4$	101.9 $\pm 0.3$	1.14 $\pm 0.01$	6.1 ...
GJ 225.1 C,E	23.38 $\pm 0.54$	2015.44 $\pm 0.13$	0.216 $\pm 0.013$	0.433 $\pm 0.007$	146.8 $\pm 0.2$	178.6 $\pm 2.2$	98.4 $\pm 0.2$	0.90 $\pm 0.01$	10.9 ...
GJ 225.1 AB,CE	2100	1934.0	0.200	11.40	147.6	85.1	100.2	2.06	3.0
FIN 332 Aa,Ab	27.62 $\pm 0.16$	1994.00 $\pm 0.23$	0.820 $\pm 0.012$	0.0911 $\pm 0.0009$	136.0 $\pm 1.2$	4.6 $\pm 4.1$	107.9 $\pm 1.2$	4.66 $\pm 0.14$	5.2 ...
FIN 332 Ba,Bb	39.76 $\pm 0.37$	2005.09 $\pm 0.33$	0.843 $\pm 0.020$	0.120 $\pm 0.008$	119.3 $\pm 1.5$	305.9 $\pm 4.1$	106.9 $\pm 1.6$	5.1 $\pm 1.0$	3.9 ...
STF 2375 A,B	5000	557	0.5	3.64	167.5	143.4	64.5	8.9	...

когда обе внутренние орбиты хорошо обусловлены наблюдениями, редки; их известно всего около дюжины. Здесь рассматриваются две подобные четверные системы типа  $2 + 2$  с точными внутренними орбитами: GJ 225.1 и FIN 332. Их орбиты, известные ранее, уточнены с использованием последних наблюдений, а свойства звезд определены с учетом параллаксов Gaia (Гайа, 2018).

### GLIESE 225.1

Классическая визуально-тройная система NJ 3823 AB и AB,C (WDS J06003–3102, HIP 28442, HD 40887, GJ 225.1) превратилась в четверную типа  $2 + 2$ , когда в 2004 г. Токовинин и др. (2005) обнаружили слабый спутник у звезды С на инфракрасных изображениях, полученных с адаптивной оптикой. Первоначально 23-летний период этой новой подсистемы С,Е был определен по астрометрическим возмущениям (волне) в движении внешней пары АВ,С. Теперь, спустя 15 лет, орбита С,Е имеет хорошее покрытие спекл-интерферометрическими наблюдениями на телескопе SOAR (см. Токовинин и др., 2020, и приведенные там ссылки), поэтому можно вычислить ее точные элементы. Орбита пары А,В, хорошо известная уже по историческим микрометрическим измерениям, тоже уточняется современной спекл-интерферометрией.

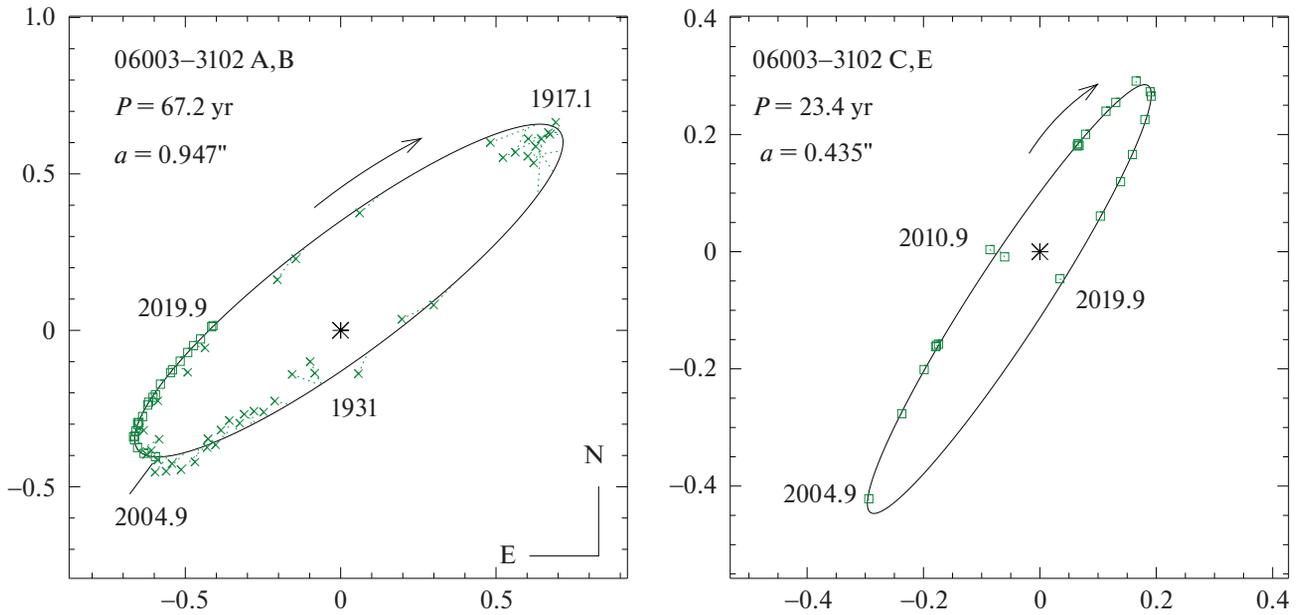
Во втором релизе Gaia (Гайа, 2018) астрометрические параметры А и С определены так, как будто это одиночные звезды. В эпоху 2015.5 (после точки здесь и далее — доля года) угловое расстояние между А и В составляло  $0.58''$ , поэтому Gaia дает астрометрические параметры этой неразделенной пары с большими ошибками, например, параллакс

$53.97 \pm 0.42$  мсд (миллисекунд дуги). Звезда С, также неразделенная Gaia, обладает спутником с большой разностью блеска, а движение этой пары в 2015.5 было медленным (она была близка к элонгации), поэтому ее астрометрия в Gaia более надежна. Параллакс С,  $54.82 \pm 0.08$  мсд, принят в качестве меры расстояния до системы ( $18.24$  пк, модуль  $1.30$  зв. вел.)

### Орбиты GJ 225.1

Уточненные элементы орбит двух внутренних подсистем GJ 225.1, А,В и С,Е, а также предварительная внешняя орбита АВ,СЕ приведены в табл. 1. Орбитальные элементы и их ошибки определены методом наименьших квадратов с весами, обратно пропорциональными квадратам принятых здесь ошибок измерений (Токовинин, 2016). Оценки ошибок элементов подтверждены путем обработки искусственно возмущенных данных. Эта процедура также дает относительную ошибку величины  $a^3/P^2$ , определяющей сумму масс, с учетом корреляции между  $a$  и  $P$ .

Графики внутренних орбит приведены на рис. 1. Обе они имеют обратное движение (по часовой стрелке) и ориентированы подобным образом. В двух последних столбцах табл. 1 содержатся сумма масс, вычисленная для параллакса  $54.82$  мсд, и полная амплитуда вариации лучевой скорости  $K_1 + K_2$ , соответствующая орбитам и оцененным ниже массам. Фактор  $a^3/P^2$  измерен для А,В и С,Е с относительными ошибками  $0.056$  и  $0.007$ ; полное покрытие орбиты А,В визуальными наблюдениями дает меньше информации о массе, чем все еще неполные, но более точные наблюдения С,Е. Ошибка параллакса Gaia дает вклад  $0.0044$



**Рис. 1.** Орбиты внутренних подсистем GJ 225.1. На этом и последующих рисунках главный компонент помещается в начале координат. Эллипс показывает орбиту, масштаб в секундах дуги. Точные спекл-интерферометрические измерения обозначены квадратами и соединены с соответствующими положениями на орбите пунктирными линиями. Менее точные (в основном старые микрометрические) измерения обозначены крестами.

в относительную ошибку суммы масс. Сами суммы масс равны  $1.16 \pm 0.06 M_{\odot}$  для А,В и  $0.900 \pm 0.008 M_{\odot}$  для С,Е. Соответственно сумма масс всей системы  $2.06 M_{\odot}$ .

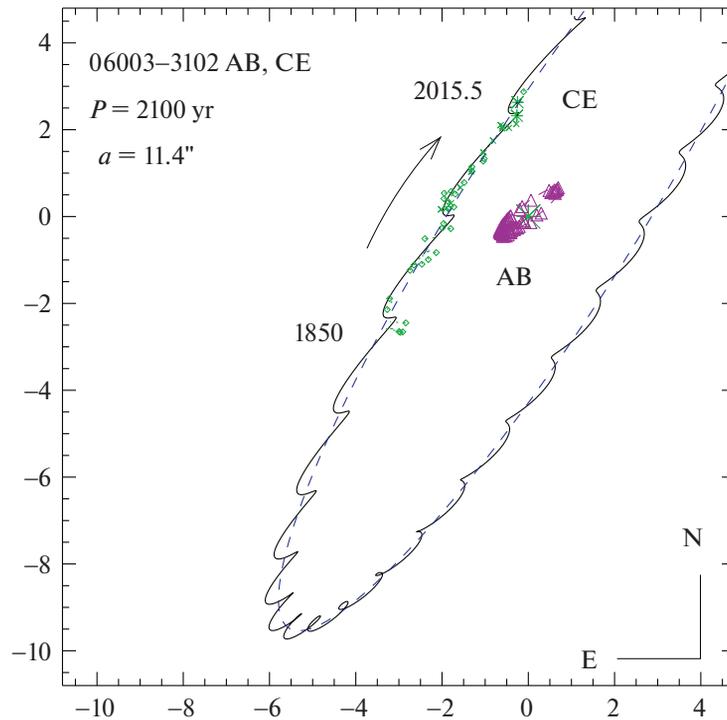
За время с 1850 по 2015.5 г. внешняя пара АВ,СЕ повернулась на  $129.2^{\circ}$  (рис. 2); последнее измерение сделано Gaia. Точные измерения относительных положений имеются только начиная с 2004 г., а остальные менее точные микрометрические измерения извлечены из Вашингтонской базы данных визуально-двойных звезд, WDS (Мэйсон и др., 2001). Внешняя пара движется почти прямолинейно, и ее орбита плохо определена. Орбита с периодом 391 год, вычисленная Бэзом (1980), недействительна. Я зафиксировал эксцентриситет, а при последующем уточнении также период и большую полуось так, чтобы получилась правильная сумма масс:  $2.06 M_{\odot}$ . Элементы внешней орбиты, приведенные в табл. 1, выбраны субъективно из множества возможных орбит, соответствующих короткой наблюдаемой дуге, и по этой причине их ошибки не даны. Внешняя орбита нужна лишь в качестве опорной для измерения отношений масс во внутренних парах.

Некоторые измерения положений внешней пары относятся к А,С, а остальные соответствуют АВ,С, т.е. фотоцентру неразделенной пары А,В. Все положения подвержены влиянию орбитальных движений в обеих подсистемах, и соответствующие возмущения содержат информацию об отношениях масс. Амплитуда отклонений пропорциональна

полуоси внутренней орбиты с коэффициентом  $f = q/(1+q)$  для измерений, относящихся к А,С. Амплитуда отклонений фотоцентра меньше, ее коэффициент  $f_{\alpha} = f - r/(1+r)$ , где  $r$  — отношение светимостей во внутренней паре.

Для того чтобы измерить отношения масс, я вычел из положений внешней пары малые отклонения, обусловленные подсистемой С,Е, и определил амплитуду отклонений, вызванных только подсистемой А,В (волнистая линия на рис. 2). Получилось  $f_{A,B} = 0.47 \pm 0.02$ , что соответствует отношению масс  $q_{A,B} = 0.89$ . Оно слегка расходится с фотометрической оценкой  $q_{A,B} = 0.84$ , принятой далее. Соответствующая амплитуда отклонений  $f_{A,B} = q_{A,B}/(1+q_{A,B}) = 0.45$  не противоречит измеренной.

Описанная процедура была повторена с вычитанием отклонений А,В, чтобы определить отношение масс подсистемы С,Е. Поскольку компонент Е слабый,  $f \approx f_{\alpha}$ . В результате получено  $f_{C,E} = 0.24 \pm 0.04$ , следовательно,  $q_{C,E} = 0.32$ . Отношения масс и их измеренные суммы определяются массы всех четырех звезд (табл. 2). Измеренное Gaia движение СЕ относительно АВ я сравнил с движением, ожидаемым при учете всех трех орбит. Согласие не такое хорошее, как можно было бы надеяться, вероятно, по той причине, что неразделенная подсистема серьезно искажает астрометрические параметры компонента А. К сожалению, данные Gaia не помогают в определении внешней орбиты.



**Рис. 2.** Предварительная орбита GJ 225.1 AB,CE. Колебания, обусловленные подсистемой С,Е, вычтены. Волнистая линия отображает движение С относительно А, подверженное колебаниям из-за внутренней орбиты А,В, которая показана в центре в том же масштабе. Штриховая линия — движение центра масс без учета колебаний.

В 2008.86 г. Токовинин и др. (2015а) измерили лучевые скорости неразделенных компонент АВ и СЕ, оказавшиеся равными 106.5 км/с. Однако амплитуды лучевых скоростей в обеих внутренних орбитах существенно превышают ошибки измерений, составляющие  $\sim 0.5$  км/с, так что измеренные скорости не соответствуют движению центров масс. Линии в спектре АВ имели немного асимметричные профили, указывающие на то, что лучевая скорость более яркого компонента А была больше скорости В (предсказанная разность скоростей составляла 5.7 км/с). Из этого следует, что элемент орбиты  $\omega_{A,B}$ , приведенный в табл. 1, относится к восходящему узлу звезды А. К сожалению, истинный восходящий узел орбиты С,Е остается неопределенным. Его легко установить, если проследить за лучевой скоростью компонента С в течение нескольких лет, поскольку ее ампли-

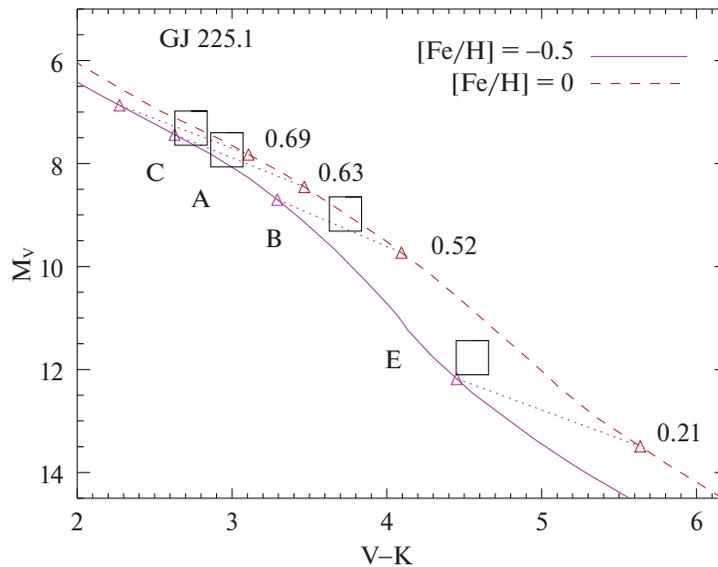
туда 2.5 км/с. Спектральная орбита С,Е также позволила бы точно измерить массу звезды Е.

Поскольку истинный восходящий узел орбиты С,Е не установлен, взаимное наклонение  $\Phi$  между орбитами А,В и С,Е (т.е. угол между векторами орбитальных угловых моментов) может принимать два значения:  $20.6^\circ$  или  $149.8^\circ$ . Меньшее из них, отвечающее вращению в одну сторону, представляется более вероятным. Что касается наклонений внутренних орбит к неуверенной внешней орбите, то они равны  $20.4^\circ$  и  $2.0^\circ$  для А,В и С,Е соответственно; альтернативные значения наклонений  $151.2^\circ$  и  $149.8^\circ$ . Возможно, все три орбиты ориентированы примерно в одной плоскости. При наклонении более  $39^\circ$  имеют место циклы Козая—Лидова, модулирующие как наклонения, так и эксцентриситеты внутренних орбит (Наоз, 2016). Умеренные значения внутренних эксцентриситетов свидетельствуют в пользу примерной компланарности внешних и внутренних орбит в этой системе.

Несмотря на то что в настоящее время расстояние между АВ и СЕ сравнимо с размерами внутренних орбит, что указывает на возможность динамического взаимодействия и даже неустойчивости, наблюдаемое относительное движение широкой пары соответствует минимальному расстоянию в периастре  $a(1 - e) = 9''$ , существенно больше порога нестабильности в  $\sim 3''$ , согласно критерию

**Таблица 2.** Параметры компонентов GJ 225.1

Параметр	А	В	С	Е
$V$ , mag	9.04	10.29	8.62	13.08
$V - K$ , mag	2.97	3.73	2.73	4.55
$M (M_\odot)$	0.63	0.52	0.69	0.21



**Рис. 3.** Положение компонентов GJ 225.1 на диаграмме цвет—звездная величина. Линии — изохроны PARSEC (Брессан и др., 2012) для возраста 1 Суг и двух значений металличности. Малые треугольники, соединенные пунктирными линиями, показывают измеренные массы компонентов (числа курсивом) на обеих изохронах. Компоненты С, А, В, Е (сверху вниз) обозначены квадратами.

устойчивости Мардлинг, Аарсет (2001). Эта иерархическая система, очевидно, немолода и динамически стабильна. Отношение внутренних периодов равно  $2.87 \pm 0.07$ .

#### Фотометрия и массы GJ 225.1

Токовинин и др. (2005) измерили звездные величины компонент в инфракрасных полосах от  $J$  до  $L$  по изображениям, где они разрешены. Спутник Gaia измерил суммарные величины АВ и СЕ в полосе  $V$ , равные 8.74 и 8.60 (СЕ немного ярче). Относительная фотометрия на SOAR в полосе  $u$  дает разности звездных величин в парах А,В и С,Е, равные 1.25 и 4.46 зв. вел. соответственно со среднеквадратичным разбросом 0.16 и 0.07 зв. вел. Допуская, что  $\Delta u = \Delta V$ , вычисляем величины всех четырех звезд, приведенные в табл. 2 наряду с их показателями цвета  $V - K$ . Звезда С — самая яркая и массивная.

Положение компонент на диаграмме цвет—звездная величина сравнивается на рис. 3 с изохронами из работы Брессана и др. (2012). Эти звездочки еще не проэволюционировали. Параметры компонент С, А и В соответствуют нормальным карликам с массами, равными измеренным, и небольшим дефицитом металлов по сравнению с Солнцем:  $[Fe/H] \approx -0.25$  dex. Самая маломассивная звезда Е выглядит голубее и ярче, чем должна быть. Вероятно, это различие объясняется несовершенством изохрон для столь маломассивных звезд. Токовинин и др. (2005) отметили аномально голубой показатель цвета  $J - K$  звезды Е.

Быстрое собственное движение и большая лучевая скорость означают, что эта система относится к населению толстого галактического диска. С учетом всех орбит собственное движение центра массы должно составить  $(-461.8, +415.9)$  мсд в год. Привлекая параллакс и лучевую скорость, получаем гелиоцентрическую скорость  $(U, V, W) = (-86.5, -47.2, -67.3)$  км/с.

#### FINSEN 332

Вторая из рассматриваемых здесь разделенных четверных систем известна как WDS J18455+0530, ADS 11640 или FIN 332. Другие ее идентификаторы HIP 92027, HD 173495, HR 7048. Внешняя пара А,В (STF 2375AB) с расстоянием  $2.5''$ , открытая В. Струве в 1825 г., представляет собой две похожие звезды спектрального класса А1V, каждая из которых сама является тесной двойной. В. Финзен открыл подсистемы в 1953 г. с помощью окулярного интерферометра и назвал их “Твиддум и Твидди” по причине похожести. Богатая и местами противоречивая история наблюдений “Твидлов” изложена в статье Мэйсона и др. (2010). Примечательно, что эта основополагающая работа не числится в SIMBAD среди литературы по данному объекту.

Параллаксы, измеренные Gaia, равны  $4.69 \pm 0.47$  мсд для А и  $5.48 \pm 0.30$  мсд для В. Оба измерения неточные ввиду двойственности звезд. Я принимаю здесь динамический параллакс, равный 6 мсд. Индивидуальные звездные величины компонент в табл. 3 определены исходя из  $V$ -величин

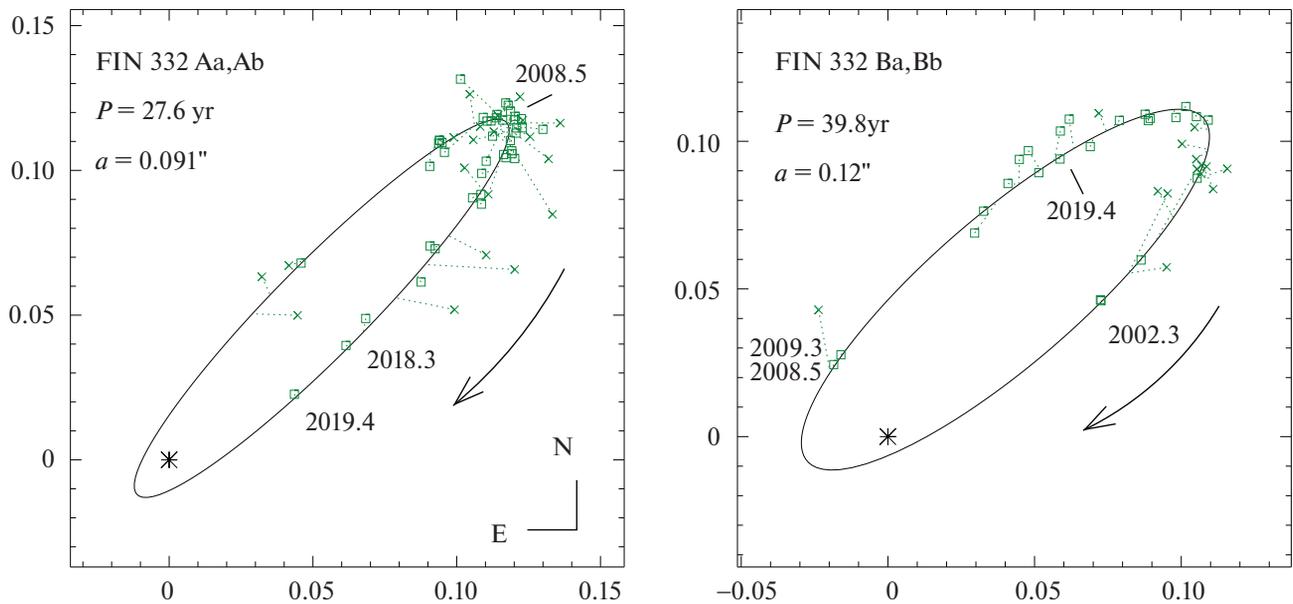


Рис. 4. Орбиты внутренних подсистем Aa, Ab и Ba, Bb в FIN 332.

A и B, измеренных Gaia (6.41 и 6.72), и разностей величин тесных пар  $\Delta y$ , измеренных на SOAR (0.4 и 0.0 для Aa, Ab и Ba, Bb соответственно). Эффективные температуры A и B, измеренные Gaia, равны 9613 и 9169 K и соответствуют спектральным классам A0V и A1V. Массы, оцененные по абсолютным величинам (предполагая отсутствие экстинкции), лежат в интервале от  $2.14 M_{\odot}$  для Ba и Bb до  $2.46 M_{\odot}$  для Aa и соответствуют массам звезд этих спектральных классов. Суммарный показатель цвета всех четырех звезд  $V - K = 0.17$  отвечает спектральному классу A2, а истинные спектральные классы предполагают  $V - K \sim 0.1$ . Следовательно, межзвездное поглощение действительно пренебрежимо мало.

#### Орбиты FIN 332

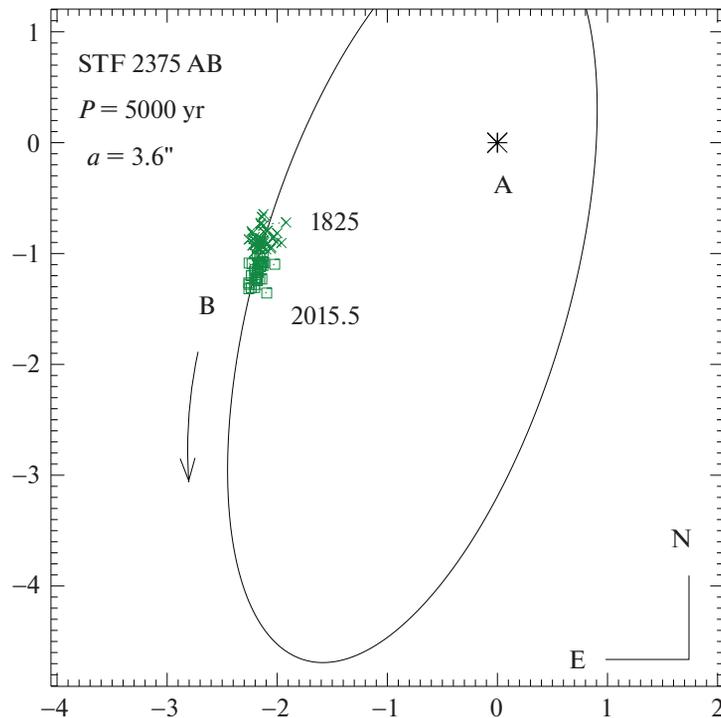
Первые надежные орбиты подсистем Aa, Ab и Ba, Bb с периодами 27.02 и 38.6 года, соответственно, были вычислены Мэйсоном и др. (2010) после критического пересмотра и коррекции имеющихся наблюдений. Они использовали только спекл-интерферометрические измерения и не приняли во внимание старые визуальные данные и интерферометрические наблюдения автора на 1-м телескопе

Таблица 3. Параметры компонентов FIN 332

Параметр	Aa	Ab	Ba	Bb
$V$ , mag	6.98	7.38	7.47	7.47
$M (M_{\odot})$	2.46	2.20	2.14	2.14

(см., например, Токовинин, 1982). Новые измерения были с тех пор сделаны на 6-м телескопе (Балега и др., 2013), и эта система также наблюдалась на SOAR. Позже Мэйсон (2018) уточнил орбиты (новые периоды 27.74 и 39.92 года). Приведенные в табл. 1 элементы (рис. 4) мало от них отличаются. Однако Мэйсон не привел ошибок, поэтому пришлось перевычислить орбиты заново.

При уточнении орбит наименьшие ошибки в 2 мсд (и наибольшие веса) приписаны спекл-интерферометрическим измерениям на SOAR и на 6-м телескопе. Ошибки спекл-интерферометрии на других 4-м телескопах приняты равными 5 мсд и еще больше для меньших телескопов. Интерферометрия Финзена использована с малым весом (ошибки 30 мсд) для уточнения периодов орбит, а микрометрические данные не учитываются вовсе. Промежуток времени с 1953.7 по 2019.4 г., охваченный наблюдениями, покрывает 2.4 периода подсистемы Aa, Ab и 1.7 периода Ba, Bb. Добавлено измерение Ba, Bb на SOAR в 2009.26 г. (в оригинальной публикации значит как неразделенная), а измерение 2008.55 г. переобработано. Взвешенные среднеквадратичные отклонения от орбит равны 3 мсд для Aa, Ab и 2 мсд для Ba, Bb. Отметим, что, несмотря на аналогичные исходные данные, ошибка большой полуоси у Ba, Bb в 10 раз больше, чем у Aa, Ab. Причина в сильно коррелированных элементах  $T$ ,  $e$ ,  $a$ ,  $\omega$ ,  $i$  орбиты Ba, Bb. Трудно что-либо улучшить, потому что в настоящее время Ba, Bb находится далеко от периастра. Ее прохождение через периастр в 2005 г. не было охвачено наблюдениями, а следующее произойдет только в 2045 г. Напротив, пара Aa, Ab в настоящее время



**Рис. 5.** Условная внешняя орбита STF 2375 AB. Лишь небольшая дуга охвачена наблюдениями с момента открытия этой пары в 1825 г. Элементы орбиты приведены в табл. 1.

сближается (периастр в 2021.6 г.), и ее регулярные наблюдения вскоре позволят дальнейшее уточнение орбиты.

Орбита Aa,Ab и оценки масс дают динамический параллакс 6.0 мсд, а менее уверенная орбита Ba,Bb соответствует динамическому параллаксу 6.4 мсд. Если зафиксировать элемент  $\omega$  орбиты Ba,Bb на значении  $310^\circ$  (отличие от наилучшего решения всего на одно стандартное отклонение), то большая полуось Ba,Bb возрастет до  $0.113''$  и динамический параллакс станет равен 6.0 мсд. Навязанное значение  $\omega$  не влияет на период. Отношение внутренних периодов у этой четверной системы равно  $1.44 \pm 0.02$ .

Внешний период, оцененный по расстоянию между A и B ( $2.6''$  или 433 а.е.), составляет примерно 3000 лет. Позиционный угол A,B увеличился со  $108^\circ$  в момент ее открытия в 1825 г. до  $120^\circ$  сейчас. Примечательно, что внешняя пара имеет прямое обращение, а обе внутренние орбиты — обратное. Условная внешняя орбита с периодом 5000 лет изображена на рис. 5.

### Архитектура FIN 332

FIN 332 представляет собой типичную четверную систему типа 2 + 2, подобную  $\epsilon$  Луг (Токовинин, 2008). Массы и светимости всех четырех звезд

сравнимы между собой, а значит, они не были случайно выбраны из некоторого распределения масс. Как и во многих других четверных системах типа 2 + 2, внутренние периоды сопоставимы. Наибольшее внимания заслуживает то обстоятельство, что внутренние орбиты сходно ориентированы на небе (рис. 4), имеют одинаково большие эксцентриситеты и схожую ориентацию линий апсид. Взаимное наклонение между орбитами Aa,Ab и Ba,Bb равно  $16.1^\circ$  или  $141.5^\circ$  (узлы их орбит неоднозначны).

Относительный наклон внутренних подсистем к грубой внешней орбите составляет либо  $56\text{--}60^\circ$ , либо  $135\text{--}150^\circ$ . Эти значения ориентировочны, так как орбита A,B неопределенна. Однако приближительная компланарность внешней и внутренних орбит исключена ввиду противоположного направления их видимого обращения. Большой взаимный наклон порождает циклы Козая—Лидова, которые способны увеличить внутренние эксцентриситеты. Они и в самом деле велики у обеих внутренних орбит.

Компоненты в этой системе обладают быстрым осевым вращением  $\sim 150$  км/с, характерным для звезд ранних A-классов, так что вряд ли удастся определить спектральные орбиты. Согласно Гончарову (2006), средняя лучевая скорость равна  $-19.2 \pm 0.9$  км/с. Измеренные Gaia собственные движения могут быть искажены движениями в подсистемах. В меньшей степени это

относится к звезде В с одинаковыми компонентами. С одной стороны, ее собственное движение, измеренное Gaia и скорректированное за орбиту А,В (В движется относительно А со скоростью  $(+0.8, -3.2)$  мсд в год), дает собственное движение центра масс, равное  $(16.4, 0.6)$  мсд в год. С другой стороны, среднее собственное движение компонента А, вычисленное по его положениям в каталогах Gaia и Hipparcos, равно  $(+16.2, +1.6)$  мсд в год и соответствует скорости центра масс всей системы  $(15.8, 0.0)$  мсд в год. Обе оценки собственного движения центра масс согласуются. Их среднее значение, лучевая скорость и динамический параллакс 6 мсд дают Галактическую скорость  $(U, V, W) = (-18.3, -6.3, -12.4)$  км/с. Она соответствует молодому населению диска, но не связана с известными кинематическими группами.

## ИТОГИ И ДИСКУССИЯ

Эта работа стимулирована открытыми Захе и др. (2019) возможными резонансами между внутренними парами в дважды затменных системах. Точность определения внутренних периодов в двух исследованных здесь иерархических системах достаточна для доказательства того, что их отношения измеримо отличаются от рациональных чисел:  $2.87 \pm 0.07$  и  $1.44 \pm 0.02$ . Однако отношения периодов в резонансных многопланетных системах и дважды затменных двойных тоже отличаются от точных рациональных чисел на 1–2%, причем подобные отличия ожидаются в теории (Тремэйн, 2020). Отметим, что проведенный Тремэйном анализ тесных двойных на круговых орбитах неприменим напрямую к нашим четверным системам с эксцентричными орбитами.

Условные внешние орбиты позволяют оценить отношение внутренних и внешних полуосей, от которого зависит степень динамического взаимодействия между внутренними и внешними орбитами:  $\epsilon = \max(a_1, a_2)/a_3$ . В системах GJ 225.1 и FIN 332 этот параметр равен 0.08 и 0.03 соответственно. Следовательно, нельзя пренебрегать взаимодействием между внутренними и внешними орбитами. Динамический анализ этих систем выходит за рамки данной работы, посвященной систематизации наблюдательных данных об орбитах и массах.

Приведем соображения относительно возможных механизмов образования этих иерархических систем. Их строение далеко не случайно: ориентация орбит как-то согласована, а массы компонент в каждой системе сравнимы (кроме GJ 225.1 E). Маловероятно, что эти системы испытывали сильные внутренние или внешние (в скоплении) динамические взаимодействия. Кратные системы, пережившие динамический хаос, имеют другие характеристики: случайно ориентированные и эксцентричные

орбиты и не столь коррелированные массы (Штерцик, Токовинин, 2002)..

Схожесть масс подсказывает, что компоненты этих иерархических систем аккрецировали газ из общего источника. Скорее всего, они образовались в относительной изоляции при коллапсе плотной структуры (ядра или волокна). Этот сценарий был предложен для объяснения широких иерархических систем, состоящих из звезд солнечного типа (Токовинин, 2020); их широкие внешние орбиты подразумевают отсутствие близкого соседства с другими звездами. Современные гидродинамические модели коллапса изолированных облаков показывают последовательное образование прото звезд, миграцию двойных в сторону уменьшения периодов под действием аккреции и образование внешних компонент, которые, в свою очередь, аккрецируют газ и мигрируют внутрь (Ли и др., 2019; Куффмайер и др., 2019).

Миграция, обусловленная аккрецией, объясняет образование тесных (спектральных) двойных (Токовинин, Мо, 2020). В этой связи важно отметить, что некоторые иерархические системы типа  $2 + 2$  содержат тесные внутренние подсистемы. К примеру, широкая система ADS 9716 (HIP 76563/76566, внешнее расстояние в проекции 1600 а.е.) с иерархией типа  $2 + 2$  содержит внутренние спектральные подсистемы с периодами 3.3 и 14.3 сут и насчитывает в общей сложности 6 звезд (Токовинин, 1998). Наличие тесных подсистем — это серьезный, хоть и косвенный, аргумент в пользу эволюции иерархических систем под действием аккреции.

Последовательное образование компонентов в процессе коллапса изолированного облака и их миграция внутрь соответствуют архитектуре компактных планетоподобных иерархических систем, где все орбиты примерно компланарны, их эксцентриситеты невелики, а отношения периодов умеренные, как, например, в четверной системе типа  $3 + 1$  HD 91962 (Токовинин и др., 2015b). Такая архитектура типична для маломассивных иерархических систем (Токовинин, 2018). Она соответствует строению GJ 225.1, за исключением того обстоятельства, что это иерархия типа  $2 + 2$ . Ее маломассивный компонент E мог образоваться за счет фрагментации диска; массивный и неустойчивый диск вокруг звезды С мог быть результатом позднего всплеска аккреции, когда основная масса газа уже была поглощена тремя первыми звездами А,В и С. Этот сценарий объясняет малое отношение масс у пары С,Е. Он мог работать и для других иерархий, содержащих внутренние подсистемы с малыми отношениями масс, например, для  $\alpha$  Gem (HIP 36850) — визуальной пары, где каждая звезда представляет собой спектрально-двойную с одиночными линиями.

Более массивная четверная система FIN 332 (“Твидлы”) имеет иное строение: ее внутренние и внешние орбиты заведомо ориентированы по-разному, хотя согласованная ориентация внутренних орбит не исключена. Статистика показывает отсутствие согласованной ориентации внутренних орбит в разделенных четверных системах с иерархией типа  $2 + 2$ , как можно заключить из сравнимого числа систем с одинаковым и противоположным видимым обращением внутренних пар. В этом смысле FIN 332 нетипична. Сходство ориентации и эксцентриситетов ее внутренних орбит удивительно. Гипотетически такие четверные системы, напоминающие  $\epsilon$  Луг, могли бы образоваться при иерархическом коллапсе снаружи внутрь, быть может стимулированным столкновением облаков газа (Уитворт, 2001). Однако сходство масс компонентов таких четверных систем все-таки указывает на аккрецию газа из общего источника. Аккреция способствует уменьшению изначально широких (порядка радиуса Джинса?) звездных систем до их современных размеров. В общем случае более широкие и массивные иерархические системы ориентированы менее согласованно по сравнению с более тесными и менее массивными (Токовинин, 2017).

Детальное исследование двух рассмотренных здесь иерархических систем оказалось возможно благодаря удачному соответствию их параметров (разделений, отношений масс, расстояний) современным и прошлым наблюдательным возможностям и наличию достаточного покрытия по времени. Продолжающийся мониторинг других иерархических систем и данные больших обзоров обеспечат материал для исследования их динамики и происхождения.

Работа автора поддержана NOIRLab, управляемой Ассоциацией университетов для астрономических исследований (AURA) по соглашению с Национальным научным фондом США.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балегга и др. (I.I. Balega, Yu.Yu. Balega, L.T. Gasanova, V.V. Dyachenko, A.F. Maksimov, E.V. Malogolovets, D.A. Rastegaev, and Z.U. Shkhagosheva), *Astrophys. Bull.* **68**, 53 (2013).
2. Брессан и др. (A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni), *MNRAS* **427**, 127 (2012).
3. Бэз (P. Baize), *Inform. Circ. IAU Comm.* **26**, 80, 1 (1980).
4. Гайа (Gaia Collaboration, A.G.D. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, 2 (2018).
5. Гончаров (G.A. Gontcharov), *Astron. Lett.* **32**, 759 (2006).
6. Захе и др. (P. Zasche, D. Vokrouhlický, M. Wolf, H. Kucakova, J. Kara, R. Uhlar, M. Masek, Z. Henzl, and P. Cagas), *Astron. Astrophys.* **630**, 128 (2019).
7. Куффмайер и др. (M. Kuffmeier, H. Calcutt, and L.E. Kirstensen), *Astron. Astrophys.* **628**, 112 (2019).
8. Ли и др. (A.T. Lee, S. Offner, K. Kratter, R.A. Smullen, and P. Sh. Li), *Astron. J.* **887**, 232 (2019).
9. Мардлинг, Аарсет (R.A. Mardling and S.J. Aarseth), *MNRAS* **321**, 398 (2001).
10. Мэйсон (B.D. Mason), *Inform. Circ.* **196**, 3 (2018).
11. Мэйсон и др. (B.D. Mason, G.L. Wycoff, W.I. Hartkopf, G.G. Douglass, and Ch.E. Worley), *Astron. J.* **122**, 3466 (2001).
12. Мэйсон и др. (B.D. Mason, W.I. Hartkopf, and H.A. McAlister), *Astron. J.* **140**, 242 (2010).
13. Наоз (S. Naoz), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 441 (2016).
14. Токовинин А.А., Письма в Астрон. журн. **8** (1982) [A.A. Tokovinin, *Astron. Lett.* **8**, 99 (1982)].
15. Токовинин А.А., Письма в Астрон. журн. **24** (1998) [A.A. Tokovinin, *Astron. Lett.* **24**, 795 (1998)].
16. Токовинин и др. (A. Tokovinin, O. Kiyeva, M. Sterzik, V. Orlov, A. Rubinov, and R. Zhuchkov), *Astron. Astrophys.* **441**, 695 (2005).
17. Токовинин (A. Tokovinin), *MNRAS* **389**, 925 (2008).
18. Токовинин (A. Tokovinin), *Astron. J.* **147**, 87 (2014).
19. Токовинин и др. (A. Tokovinin, T. Pribulla, and D. Fischer), *Astron. J.* **149**, 8 (2015a).
20. Токовинин и др. (A. Tokovinin, D.W. Latham, and B.D. Mason), *Astron. J.* **149**, 195 (2015b).
21. Токовинин (A. Tokovinin), ORBIT: IDL Software for Visual, Spectroscopic, and Combined Orbits, Zenodo, doi:10.2581/zenodo.61119 (2016).
22. Токовинин (A. Tokovinin), *Astrophys. J.* **844**, 103 (2017).
23. Токовинин (A. Tokovinin), *Astron. J.* **155**, 160 (2018).
24. Токовинин и др. (A. Tokovinin, B.D. Mason, R.A. Mendez, E. Costa, and E.P. Horch), *Astron. J.* **160**, 7 (2020).
25. Токовинин (A. Tokovinin), *Astron. J.* **159**, 265 (2020).
26. Токовинин, Мо (A. Tokovinin and M. Moe), *MNRAS* **491**, 5158 (2020).
27. Тремэйн (S. Tremaine), *MNRAS* **493**, 5583 (2020).
28. Уитворт (A.P. Whitworth), *Proc. IAU Symp.* **200** (Ed. H. Zinnecker, R.D. Mathieu, ASP: San Francisco, 2001).
29. Штерцик, Токовинин (M. Sterzik and A. Tokovinin), *Astron. Astrophys.* **384**, 1030 (2002).

## ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ С АТОМАМИ ВОДОРОДА НА ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР ДЛЯ К I И Ca II В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД

© 2020 г. М. Д. Неретина<sup>1,2\*</sup>, Л. И. Машонкина<sup>2</sup>,  
Т. М. Ситнова<sup>2</sup>, С. А. Яковлева<sup>3</sup>, А. К. Беляев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 09.07.2020 г.

После доработки 09.07.2020 г.; принята к публикации 23.07.2020 г.

Построена новая модель атома К I с использованием современных атомных данных. Проведены расчеты для К I при отказе от предположения о локальном термодинамическом равновесии (не-ЛТР) для Солнца и трех звезд-карликов с умеренным дефицитом металлов. Для учета неупругих процессов при столкновениях с атомами водорода впервые использованы константы скоростей, рассчитанные с учетом тонкой структуры уровней К I, и проанализировано влияние их применения на не-ЛТР результаты по сравнению с использованием скоростей, рассчитанных для объединенных уровней. В согласии с не-ЛТР исследованиями, имеющимися в литературе, К I подвержен сверхрекомбинации, что ведет к усилению спектральных линий и отрицательным поправкам к содержанию. Показано, что не-ЛТР эффекты ослабевают при использовании новых столкновительных данных. К такому же выводу мы пришли при сравнении не-ЛТР поправок, рассчитанных для линии Ca II 8662 Å в моделях атмосфер с  $[Fe/H] = -4.5$  с использованием скоростей процессов столкновений Ca II + H I, полученных с учетом и без учета тонкой структуры уровней Ca II. Но эффект очень мал для двух других линий триплета — Ca II 8498, 8542 Å. Солнечное не-ЛТР содержание  $\log \epsilon_K = 5.09 \pm 0.08$ , полученное по пяти линиям, согласуется с метеоритным в пределах 0.01 dex. Несмотря на то что в атмосферах исследуемых звезд отклонения от ЛТР больше, чем у Солнца, дифференциальное содержание  $[K/H]$  почти не зависит от того, какой набор столкновительных данных используется: рассчитанный с учетом или без учета тонкой структуры уровней К I.

*Ключевые слова:* атмосферы звезд, формирование спектральных линий в неравновесных условиях, содержание калия в звездах, содержание кальция в звездах.

DOI: 10.31857/S0320010820090053

### 1. ВВЕДЕНИЕ

За последние годы наши знания о химической эволюции Галактики были уточнены, благодаря определению содержания различных элементов в атмосферах звезд по наблюдаемому спектру высокого разрешения и теоретическому моделированию процессов нуклеосинтеза. Тем не менее расхождения между наблюдениями и теорией для ряда элементов все еще остаются существенными. Одним из таких элементов является калий (K): наблюдаемое содержание калия в звездах с дефицитом металлов не согласуется с моделями химической эволюции Галактики (см., например, Жао и др.,

2016; Прантцос и др., 2018). Еще одна область, где требуются точные определения содержания калия, — изучение связи между наличием у звезды планет и ее химическим составом. С температурой конденсации около 1000 К калий относится к умеренно летучим элементам (Лоддерс и др., 2009). Лишь очень немногие элементы этой группы могут наблюдаться в звездных спектрах, поэтому знание точного содержания калия в звездах позволяет сделать еще один шаг к пониманию причин различий в химическом составе звезд с планетами и без планет.

Для уточнения наблюдательных данных, которые получают путем сравнения спектров звезд с теоретическими спектрами, формирование линий

\*Электронный адрес: neretina.md15@physics.msu.ru

в атмосферах необходимо рассматривать без использования предположения о локальном термодинамическом равновесии, т.е. в рамках так называемого не-ЛТР подхода при наиболее полном учете процессов, определяющих статистическое равновесие (СР) атомов. Разные авторы разрабатывали не-ЛТР методы анализа линий К I: Шукина (1987), Брулс и др. (1992), Такеда и др. (1996), Иванова и Шиманский (2000), Жанг и др. (2006), Андриевский и др. (2010) и Реггиани и др. (2019), и было показано, что учет отклонений от ЛТР ведет к усилению линий К I и отрицательным поправкам к содержанию. Эффект особенно велик для резонансных линий К I 7664 и 7698 Å. Например, не-ЛТР содержание по солнечной линии К I 7698 Å примерно в три раза меньше, чем ЛТР содержание, причем в рамках ЛТР подхода невозможно воспроизвести профиль линии, и приходится сравнивать наблюдаемые и теоретические эквивалентные ширины.

Почему мы вновь обращаемся к не-ЛТР проблеме К I? Точность вычисления профилей и эквивалентных ширин спектральных линий в рамках не-ЛТР подхода зависит от полноты учета всех процессов взаимодействия данного атома с полем излучения и окружающими частицами при расчете СР, а также от точности атомных данных — энергий уровней, вероятностей переходов, сечений фотоионизации и неупругих столкновений. В атмосферах звезд типа Солнца концентрация электронов ( $N_e$ ) намного меньше концентрации нейтральных атомов водорода (H I), поэтому возбуждение уровней и образование ионов могут происходить в результате столкновений не только с электронами, но и с атомами H I. В течение многих лет не только для К I, но и для других атомов и ионов скорости столкновений с H I рассчитывались в приближении Дравина (1969) по формулам Стинбока и Холвегера (1984). Этот подход критиковался как физически необоснованный (Барклем и др., 2011) и не устраивал звездных спектроскопистов, которым приходилось вводить масштабирующий коэффициент к Дравиновским скоростям и оценивать его эмпирически (см., например, Машонкина и др., 2011). Яковлева и др. (2018) на основе квантовых расчетов впервые получили константы скоростей возбуждения-девозбуждения и реакций перезарядки (образование ионной пары  $K I + H I \rightarrow K II + H^-$  и взаимная нейтрализация  $K II + H^- \rightarrow K I + H I$ ) при неупругих столкновениях с H I. Расчеты были сделаны для термов, т.е. без учета тонкого расщепления. Данные Яковлевой и др. (2018) были применены в работе Реггиани и др. (2019) для не-ЛТР анализа линий К I у Солнца и звезд. Но в модели атома термы  $4p^2P^\circ$ ,  $3d^2D$  и  $5p^2P^\circ$  рассматриваются как состоящие из двух

уровней, и приходится делать предположение о применимости к уровням тонкого расщепления тех скоростей, которые были рассчитаны для термов. Позднее Яковлева и др. (2019) учли тонкую структуру уровней К I и уточнили свои расчеты. Именно это и послужило толчком для новой работы по К I.

Целью настоящей статьи являются построение новой модели атома К I с использованием наиболее современных атомных данных и анализ влияния учета тонкого расщепления уровней при расчете скоростей процессов столкновений К I + H I на определение содержания калия у Солнца и звезд.

Кроме того, в этой работе мы усовершенствуем нашу модель атома Ca I–Ca II (Машонкина и др., 2017) путем включения скоростей процессов столкновений Ca II + H I, рассчитанных Беляевым и др. (2019) с учетом тонкой структуры уровней Ca II, и анализируем эффект на определение содержания кальция по линиям инфракрасного (ИК) триплета Ca II 8498, 8542, 8668 Å. Этот триплет является основой спектроскопических обзоров RAVE (Radial Velocity Experiment; Штейнмец и др., 2006) и Gaia (Перриман и др., 2001), используется как индикатор металличности при изучении разных типов звездных населений нашей Галактики и ее спутников (Штаркенбург и др., 2010), важен для определения параметров звезд с ультранизкой металличностью (Ситнова и др., 2019).

В разделе 2 мы описываем новую модель атома К I и усовершенствованную модель атома Ca I–Ca II, механизмы отклонений от ЛТР для этих атомов. Раздел 3 посвящен анализу солнечных линий К I в разных сценариях формирования линий. Результаты не-ЛТР расчетов для К I и Ca II в звездах приведены в разделе 4. В разделе 5 мы сравниваем свои результаты с имеющимися в литературе. В ЗаклЮчении приведены наши выводы и рекомендации.

## 2. Не-ЛТР МЕТОДЫ ДЛЯ К I И Ca II

### 2.1. Модель атома К I

Мы построили модель атома К I, включающую 46 уровней с главным квантовым числом  $n \leq 14$ , а также основное состояние К II. В модели учитывается тонкое расщепление низковозбужденных уровней  $4p^2P^\circ$ ,  $3d^2D$  и  $5p^2P^\circ$ . Мы использовали вероятности переходов и энергии уровней из базы данных NIST<sup>1</sup> (Крамида и др., 2019), сечения фотоионизации для уровней с  $4s^2S$  по  $7s^2S$  из работы Зацаринного и Тайяла (2010). Мы применяем новые данные о скоростях возбуждения при столкновениях с электронами, рассчитанные

<sup>1</sup> <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

методами CCC (convergent close coupling method) и BSR (B-spline R-matrix method) из работы Реггиани и др. (2019). При отсутствии точных данных используются формула ван Регемортера (1962) для разрешенных переходов и эффективная сила столкновений  $\Upsilon = 1$  для запрещенных переходов. Для столкновений с H I мы используем скорости, рассчитанные Яковлевой и др. (2019). В настоящей работе рассмотрены пять нижних термов K I до  $5p^2P^{\circ}$  (с энергией возбуждения  $E_{\text{exc}} = 3.06$  эВ) с учетом их дублетной структуры и все переходы между ними, вызванные столкновениями с H I, а также реакции перезарядки  $K I(nl) + H I \longleftrightarrow K II (3p^{61}S) + H^{-}$ . Для переходов, отсутствующих в работе Яковлевой и др. (2019), мы учитываем возбуждение при столкновениях с H I, согласно модели Каулакиса (1991). Эти данные любезно предоставлены Х. Реггиани. Далее будем называть эту модель атома основной и обозначать FS.

Так как в статье ставится задача анализа влияния учета тонкой структуры в расчетах столкновений K I + H I, мы сделали модель атома, которая включает те же 46 уровней, но скорости столкновений с H I рассчитываются согласно Яковлевой и др. (2018). Таким образом, предполагается, что скорости одинаковы для переходов одного мультиплета. Обозначим эту модель атома как FS\*. Именно такой подход был применен в работе Реггиани и др. (2019).

## 2.2. Используемые программы

Решение системы уравнений статистического равновесия и переноса излучения в заданной модели атмосферы проводится по программе DETAIL, разработанной Батлером и Гиддингсом (1985) на основе метода ускоренной  $\Lambda$ -итерации. Населенности уровней, полученные путем решения уравнений CP (не-ЛТР) и по формулам Больцмана-Саха (ЛТР), точнее, их отношение  $b = n_{\text{NLTE}}/n_{\text{LTE}}$ , которое далее будем называть  $b$ -фактором, использовались для расчета синтетического спектра в программах SynthV\_NLTE (Цымбал и др., 2019) и BinMag<sup>2</sup>.

В этой работе мы использовали одномерные плоско-параллельные модели атмосфер из базы данных MARCS<sup>3</sup> (Густафсон и др., 2008). Для заданных  $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]$  модели получались путем интерполяции с применением алгоритма, размещенного на сайте MARCS.

<sup>2</sup> <http://www.astro.uu.se/~oleg/binmag.html>

<sup>3</sup> <http://marcs.astro.uu.se>

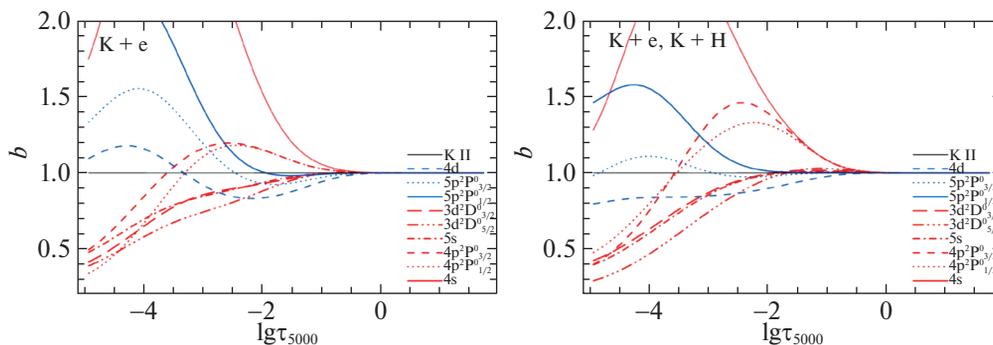
## 2.3. Не-ЛТР эффекты для K I

Отклонения от ЛТР проявляются как повышенная населенность основного и низковозбужденных уровней атома K I (рис. 1). Эта повышенная населенность вызвана следующими процессами. В ультрафиолетовых переходах между низковозбужденными и высоковозбужденными уровнями оптическая толщина  $\tau$  становится меньше 1 уже в глубоких слоях, спонтанные переходы начинают доминировать над фотовозбуждением, что сопровождается выходом фотонов. Высоковозбужденные уровни K I тесно связаны с континуумом — основным уровнем K II — посредством столкновительных процессов. Так как K II — доминирующая стадия ионизации для калия, основной уровень K II является своеобразным “резервуаром” электронов. Переходы из K II стремятся компенсировать потери населенностей уровней K I, вызванные спонтанными переходами, электроны начинают, будто по ступенькам — высоковозбужденным уровням K I, “просачиваться” вниз, к самым нижним уровням. Так как сечения фотоионизации основного состояния K I малы, атом не в состоянии бороться с этим “стоком фотонов” (photon suction, согласно Брулс и др., 1992). Данные процессы приводят к тому, что концентрация атомов K I при не-ЛТР становится больше, чем при ЛТР, и можно говорить о сверхрекомбинации. Не-ЛТР эффекты не влияют на концентрацию K II. Это объясняется тем, что K II — доминирующая стадия ионизации для калия.

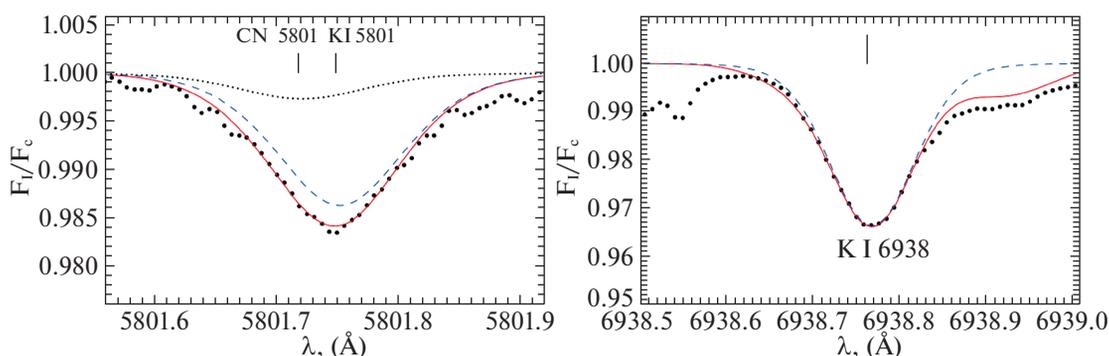
Нижние уровни K I перезаселены сильнее, чем верхние, что ведет к уменьшению функции источников по сравнению с функцией Планка. Как следствие, спектральные линии калия усиливаются при не-ЛТР. Это означает, что содержание, определяемое в рамках ЛТР, систематически завышается, а не-ЛТР поправки к содержанию  $\Delta_{\text{NLTE}} = \log \varepsilon_{\text{NLTE}} - \log \varepsilon_{\text{LTE}}$  — отрицательные.

Рисунок 1 иллюстрирует эффект включения столкновений с атомами H I на статистическое равновесие K I в модели солнечной атмосферы ( $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}] = 5780/4.44/0.00$ ). Обозначим модель атома, в которой учитываются столкновения только с электронами, как E. В обоих случаях основной уровень ( $4s^2S$ ) и возбужденные уровни  $4p^2P^{\circ}_{1/2}$ ,  $4p^2P^{\circ}_{3/2}$ ,  $5p^2P^{\circ}_{1/2}$  и  $5p^2P^{\circ}_{3/2}$  перенаселены в слоях атмосферы выше  $\log \tau = -0.5$ . Характер поведения  $b$ -факторов в обоих случаях схожий, но можно отметить, что при учете столкновений с H I перенаселенность уровней  $4s^2S$  и  $5p^2P^{\circ}$  значительно слабее, что ведет к меньшим по абсолютной величине не-ЛТР поправкам.

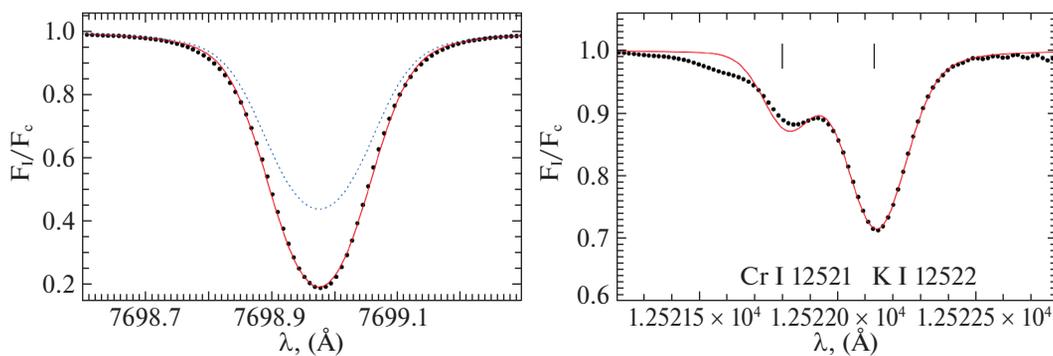
Расчеты с моделью атома FS\* (столкновения с H I рассчитаны Яковлевой и др. (2018) без учета



**Рис. 1.**  $b$ -Факторы избранных уровней атома К I в модели атмосферы Солнца, рассчитанные с учетом столкновений только с электронами (слева) и с включением столкновений с атомами Н I (справа) из работы Яковлевой и др. (2019). Вертикальной линией отмечена глубина формирования линии 7698 Å.



**Рис. 2.** Описание линий К I 5801 Å (слева) и 6938 Å (справа) в спектре Солнца (Куруц и др., 1984, черные точки) теоретическими не-ЛТР профилями в варианте FS (сплошная кривая). Полученное солнечное содержание приведено в табл. 1. Штриховой кривой показан профиль чистой линии К I. Для бленды 5801 Å также показан профиль линии молекулы CN (пунктирная кривая).



**Рис. 3.** То же, что на рис. 2, но для линий К I 7698 Å (слева) и 12522 Å (справа). Для линии 7698 Å пунктирной кривой для сравнения показан ЛТР-профиль при том же содержании калия.

тонкой структуры уровней) ведут к большей пере-заселенности нижних уровней, т.е. к более сильным не-ЛТР эффектам.

#### 2.4. Модель атома Ca II

За основу мы берем модель атома Ca I-Ca II, разработанную нами ранее (Машонкина и др.,

2007, 2017). Для термов Ca II  $3d^2D$ ,  $4p^2P^o$  и  $4d^2D$  модель атома учитывает дублетную структуру. В этой работе мы учитываем столкновения Ca II + H I, используя константы скоростей, рассчитанные Беляевым и др. (2019) с учетом тонкой структуры уровней Ca II.

**Таблица 1.** Атомные параметры изучаемых линий К I и содержание калия в солнечной атмосфере, полученное в разных моделях формирования линий

$\lambda, \text{Å}$	$E_{\text{exc}}, \text{эВ}$	Переход	$\log gf$	Ссылка	$\log \Gamma_6$	$\log \varepsilon_K$			
						ЛТР	FS	FS*	E
5801.75	1.617	$4p^2P_{3/2}^{\circ} - 7s^2S$	-1.63	C13	-	5.24	5.19	5.15	5.13
6938.76	1.617	$4p^2P_{3/2}^{\circ} - 6s^2S$	-1.15	C13	-	5.04	5.02	4.97	4.90
7698.97	0.000	$4s^2S - 4p^2P_{1/2}^{\circ}$	-0.18	T17	-7.445	5.39	5.00	4.96	4.95
12432.17	1.610	$4p^2P_{1/2}^{\circ} - 5s^2S$	-0.43	C13	-7.022	5.19	5.09	5.05	4.98
12522.13	1.617	$4p^2P_{3/2}^{\circ} - 5s^2S$	-0.13	C13	-7.021	5.32	5.15	5.06	5.01

**Примечание.** C13 — Сафронова и др. (2013), T17 — Трубка и др. (2017). Не-ЛТР содержание получено с моделями атомов FS, FS\* и E.

### 3. АНАЛИЗ ЛИНИЙ К I В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

Мы анализируем спектр Солнца (Куруц и др., 1984) и используем содержание, полученное по индивидуальным линиям, для определения дифференциального содержания у звезд. Все расчеты сделаны с моделью атмосферы 5780/4.44/0.00 и скоростью микротурбулентности  $\xi_t = 0.9 \text{ км с}^{-1}$ . Анализ проводится методом синтетического спектра путем подгонки теоретического профиля линии к наблюдаемому, а не методом воспроизведения эквивалентных ширин линий.

У звезд спектральных классов F–G–K нейтральный калий наблюдается в резонансном дублете К I 7664, 7698 Å и в субординатных, более слабых линиях в красной и инфракрасной (ИК) областях спектра, а также в линии 5801 Å. Линия К I 7664 Å блендирована теллурической линией молекулы O<sub>2</sub> и не используется для определения содержания. В табл. 1 представлены атомные параметры линий и полученное солнечное содержание в случае ЛТР и с разными вариантами модели атома при не-ЛТР. Константы ван-дер-ваальсовского уширения  $\log \Gamma_6$  для линий 7698, 12432 и 12522 Å заимствованы из базы данных VALD (Рябчикова и др., 2015). Линии 5801 и 6938 Å слабые, и для них используется приближение Унзольда.

Для всех линий и для всех вариантов моделей атома не-ЛТР поправки отрицательные. На рис. 2 и 3 показаны примеры согласования наблюдаемых и теоретических профилей линий для Солнца. Как обсуждалось в подразделе 2.3, учет тонкой структуры при расчетах скоростей процессов столкновений с H I ведет к ослаблению не-ЛТР эффектов. Действительно, из табл. 1 видно, что для всех солнечных линий не-ЛТР поправки меньше

по абсолютной величине в случае FS, чем в случае FS\*. Использование модели, включающей только столкновения с электронами (E), ведет к более отрицательным поправкам. Если не брать в расчет резонансную линию 7698 Å, можно сказать, что не-ЛТР расчеты ведут к уменьшению содержания в среднем на 0.1–0.2 dex.

Мы определили не-ЛТР содержание по пяти линиям как  $\log \varepsilon_K = 5.09 \pm 0.08$  в случае FS, т.е. при учете тонкой структуры уровней в расчетах скоростей процессов столкновений с H I. Для модели атома FS\* не-ЛТР содержание получается равным  $\log \varepsilon_K = 5.04 \pm 0.08$ . При ЛТР мы получили  $\log \varepsilon_K = 5.23 \pm 0.13$ . Точность среднего содержания определяется средне-квадратичной ошибкой  $\sigma = \sqrt{\sum(x - \bar{x})^2 / (n - 1)}$ , где  $n$  — число линий. Метеоритное содержание, представленное в работе Лоддерс и др. (2009), составляет  $\log \varepsilon_K = 5.10 \pm 0.02$ . Таким образом, среднее содержание, полученное в предположении ЛТР, на 0.13 dex выше, чем метеоритное. Не-ЛТР расчеты ведут к лучшему согласию метеоритного и фотосферного содержания калия, и следует отметить, что содержание, полученное в варианте FS, согласуется с метеоритным наилучшим образом.

### 4. ВЛИЯНИЕ УЧЕТА ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ УРОВНЕЙ В РАСЧЕТАХ СТОЛКНОВЕНИЙ С H I НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ У ЗВЕЗД

#### 4.1. Калий

Мы используем спектральные наблюдения трех звезд с дефицитом металлов (табл. 2), полученные в испано-германской обсерватории Калар-Альто (Испания) на 2.2-м телескопе с использованием эшелле-спектрографа FOCES. Для изуча-

**Таблица 2.** Параметры атмосфер избранных звезд и дифференциальное содержание [K/H], полученное в разных моделях формирования линии 7698 Å

HD	$T_{\text{eff}}$ , K	$\log g$	[Fe/H]	$\xi_t$	LTE	FS	FS*	E
59984	5930	4.02	-0.70	1.0	-0.31	-0.50	-0.51	-0.51
59374	5850	4.38	-0.89	1.0	-0.48	-0.55	-0.57	-0.58
134168	5890	4.02	-0.78	1.0	0.01	-0.22	-0.21	-0.23

емых звезд спектральное разрешение  $R = \lambda/\delta\lambda \approx 40\,000$ . Обработка спектров и удаление теллурических линий выполнены Хуавеем Жангом.

Параметры атмосфер заимствованы из работы Ситновой и др. (2015). Эффективные температуры и ускорение силы тяжести были определены с использованием нескольких методов, в частности, метод ИК-потоков, с привлечением тригонометрических параллаксов и путем спектроскопического не-ЛТР анализа линий Fe I и Fe II.

Мы определили содержание калия в звездах по линии 7698 Å в предположении ЛТР, а также в не-ЛТР для нескольких атомных моделей: FS, FS\* и E. Применяется дифференциальный подход, т.е. из содержания, полученного по индивидуальной линии у данной звезды, вычитается соответствующее солнечное содержание. Используется стандартное обозначение  $[K/H] = \log N_K/N_H - \log N_K/N_{H\odot}$ . Как и для солнечных линий, анализ проводился методом синтетического спектра. На рис. 4 показаны примеры теоретического описания наблюдаемых спектров избранных звезд. Полученное содержание приведено в табл. 2.

Не-ЛТР расчеты ведут к снижению [K/H] по сравнению с ЛТР при всех вариантах атомных моделей. Это значит, что в атмосферах исследуемых звезд не-ЛТР эффекты для K I больше, чем для Солнца. Разность между дифференциальным содержанием калия в не-ЛТР и ЛТР всегда отрицательна и лежит в интервале от 0.07 dex до 0.22 dex.

Из табл. 2 видно, что дифференциальное содержание в вариантах FS и FS\* различается не более чем на 0.02 dex, откуда можно сделать вывод, что учет тонкой структуры в расчетах столкновений с H I слабо влияет на определения дифференциального содержания калия в звездах. Можно заметить, что все три варианта — FS, FS\* и E дают близкие значения [K/H]. Также мы провели не-ЛТР расчеты с несколькими дополнительными тестовыми моделями:

1) E–N — тонкая структура не учтена нигде в модели атома, включены только столкновения с электронами,

2) N — то же, что E–N, но добавлены столкновения с атомами водорода с константами скоростей из работы Яковлевой и др. (2018).

Для этих вариантов мы определили не-ЛТР содержание по резонансной линии калия у Солнца и звезд и получили, что дифференциальное содержание, полученное в вариантах N и E–N, согласуется в пределах 0.01 dex. В обоих случаях [K/H] оказалось более высоким, чем в вариантах FS, FS\* и E. Сравнивая [K/H], полученное в вариантах E и E–N, можно сделать вывод о том, что учет тонкой структуры уровней в модели атома приводит к более сильным не-ЛТР эффектам, чем в случае более простой модели атома.

#### 4.2. Линии ИК-триплета Ca II у звезд с ультра-дефицитом металлов

В том диапазоне звездных параметров, где важно учитывать влияние столкновений с H I на статистическое равновесие атомов, Ca II — доминирующая стадия ионизации кальция. Но благодаря тому, что нижний уровень триплета Ca II 8498, 8542, 8668 Å является метастабильным, линии подвержены отклонениям от ЛТР, особенно у звезд с ультра-дефицитом металлов (UMP, [Fe/H] < -4), где поглощение в линии определяется, в основном, ее ядром, а вклад крыльев мал. Это связано с переселенностью уровня  $3d^2D$  в верхних слоях атмосферы, где формируются ядра триплетных линий Ca II, вследствие цепочки процессов: радиативная накачка уровня  $4d^2P$  из основного состояния и выход фотонов в спонтанных переходах  $4d^2P - 3d^2D$ . Отклонения от ЛТР ведут к усилению линий ИК-триплета Ca II и отрицательным поправкам к содержанию. Например, Машонкина и др. (2007) рассчитали  $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.27$  dex для Ca II 8498 Å в модели атмосферы 4750/1.5/-3 и -0.55 dex в модели 4750/1.5/-4.

Мы сделали не-ЛТР расчеты с двумя моделями атмосфер 5811/4.0/-4.5 и 5100/2.2/-4.5, которые представляют атмосферы типичных карлика и гиганта с ультра-дефицитом металлов, для двух

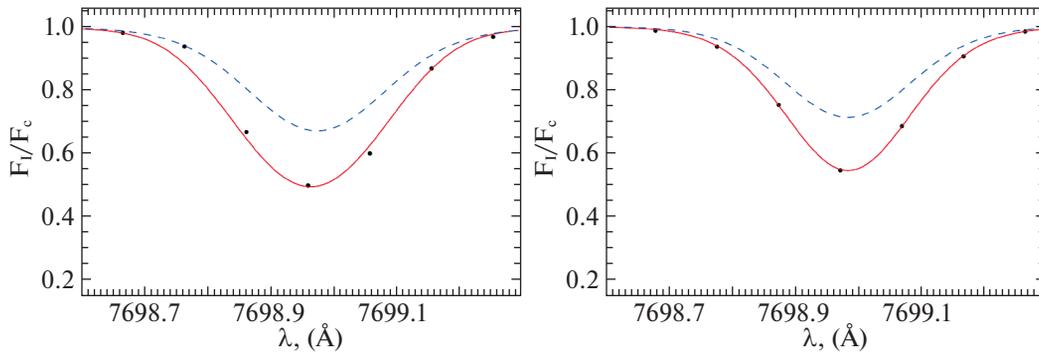


Рис. 4. Линия 7698 Å для HD 134169 (слева) и HD 59984 (справа). Наблюдаемый спектр — черные кружки, синтетический профиль в не-ЛТР — сплошная кривая, в ЛТР при том же содержании — штриховая кривая.

вариантов модели атома Ca I—Ca II. Для Ca I весь набор атомных данных сохранялся неизменным в том виде, как описан Ситновой и др. (2019), а изменения касались только Ca II. Модель атома, которая включает столкновения Ca II + H I с константами скоростей, рассчитанными с учетом тонкой структуры уровней Ca II (Беляев и др., 2019), назовем Ca-FS. Модель атома, в которой скорости процессов столкновений Ca II + H I предполагаются одинаковыми для линий одного мультиплета и берутся из расчетов Беляева и др. (2018), назовем Ca-FS\*. Не-ЛТР поправки, рассчитанные для резонансной линии Ca II 3933 Å и линий ИК триплета, приведены в табл. 3.

В модели атмосферы карлика не-ЛТР эффекты есть даже у резонансной линии Ca II, с одинаковой  $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.09$  dex в вариантах Ca-FS и Ca-FS\*. Для ИК-линий отклонения от ЛТР намного сильнее в атмосфере гиганта, чем карлика, но изменение не-ЛТР поправки при переходе от модели атома Ca-FS к Ca-FS\* одинаково мало и у гиганта, и у карлика в случае линий Ca II 8498 и 8542 Å. Линия Ca II 8662 Å наиболее чувствительна к изменению скоростей столкновений Ca II + H I. Как и в случае K I, отклонения от ЛТР уменьшаются при использовании коэффициентов скоростей, рассчитанных с учетом тонкой структуры уровней.

## 5. СРАВНЕНИЕ С ПРЕДЫДУЩИМИ ИССЛЕДОВАНИЯМИ K I

Жанг и др. (2006) использовали дравиновские скорости и другие значения  $\log gf$ . Для определения не-ЛТР содержания калия они применяли метод синтетического спектра и для шести солнечных линий получили среднее значение  $\log \epsilon_{\text{K}} = 5.11$ , что находится в хорошем согласии с нашими результатами, несмотря на различие подходов. Для линии K I 7698 Å разница с Жанг и др.

(2006) составляет 0.10 dex. Для остальных линий поправки согласуются в пределах 0.05 dex.

В работе Реггиани и др. (2019) не-ЛТР содержание калия определялось по трем солнечным линиям 5801, 6938 и 7698 Å с применением данных Яковлевой и др. (2018). Они определили среднее содержание как  $\log \epsilon_{\text{K}} = 5.11$ . Их анализ основан на методе воспроизведения эквивалентных ширин. Применяя этот метод, для линии 6938 Å мы получили не-ЛТР поправку, отличающуюся на 0.01 dex от Реггиани и др. (2019). Для линии 5801 Å поправки различаются на 0.04 dex. Линия 5801 Å слабая, и ее эквивалентная ширина зависит от того, как был установлен уровень континуума для наблюдаемого спектра. Она блендирована линией молекулы CN (рис. 2), и мы не знаем, как это учитывалось в работе Реггиани и др. (2019), а также, какой уровень непрерывного спектра был выбран. Для резонансной линии 7698 Å разница с Реггиани и др. (2019) составляет 0.07 dex.

Для сравнения с Реггиани и др. (2019) мы определили содержание калия в атмосфере звезды HD 84937 ( $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}] = 6350/4.09/-2.15$ ) по линии 7698 Å. Параметры атмосферы не идентичны тем, которые использовали Реггиани и др. (2019), но близки к ним. Не-ЛТР поправка, представленная в работе Реггиани и др. (2019), составляет  $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.18$  dex, мы получили  $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.19$  dex (вариант FS). Таким образом, результаты хорошо согласуются.

Также мы рассчитали не-ЛТР поправки для линии K I 7698 Å в трех моделях атмосфер с общими  $T_{\text{eff}} = 5500$  K и  $\log g = 4.0$ , но разным содержанием металлов —  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0, -1$  и  $-2$ :  $\Delta_{\text{NLTE}} = -0.41, -0.44$  и  $-0.21$  dex соответственно. Для металличностей  $-2$  и  $-1$  поправки согласуются с Реггиани и др. (2019) в пределах 0.03 dex. Но при  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$  наша поправка на 0.16 dex больше по абсолютной

**Таблица 3.** Не-ЛТР поправки (*dex*) для линий Ca II, рассчитанные для разных вариантов модели атома

$\lambda, \text{\AA}$	$E_{\text{exc}}, \text{эВ}$	5810/4.0/–4.5			5100/2.2/–4.5		
		$EW(\text{м\AA})$	Ca–FS	Ca–FS*	$EW(\text{м\AA})$	Ca–FS	Ca–FS*
3933.66	0.00	218	–0.09	–0.09	1004	0.0	0.0
8498.02	1.69	22	–0.10	–0.09	173	–0.65	–0.64
8542.09	1.70	293	–0.22	–0.23	277	–0.60	–0.61
8662.14	1.69	266	–0.12	–0.16	257	–0.59	–0.68

величине. Как обсуждалось выше, для солнечной линии 7698  $\text{\AA}$  мы также получили более сильные отклонения от ЛТР, чем в работе Реггиани и др. (2019).

## 6. ВЫВОДЫ

Построена новая модель атома K I с использованием современных атомных данных (модель FS), в том числе констант скоростей процессов столкновений K I + H I, рассчитанных Яковлевой и др. (2019) с учетом тонкого расщепления уровней K I. Модифицирована модель атома Ca I–Ca II путем введения констант скоростей столкновений Ca II + H I, рассчитанных Беляевым и др. (2019) с учетом тонкого расщепления уровней Ca II (модель Ca–FS). Проведены не-ЛТР расчеты для K I и Ca I–Ca II с использованием разных вариантов моделей атомов, которые отличаются способом учета неупругих процессов при столкновениях с атомами водорода.

В согласии с не-ЛТР исследованиями, имеющимися в литературе, K I подвержен сверхрекомбинации, что ведет к усилению спектральных линий и отрицательным поправкам к содержанию. Показано, что использование новых данных для столкновений K I + H I из работы Яковлевой и др. (2019) ведет к ослаблению не-ЛТР эффектов по сравнению с вариантом, в котором скорости столкновений с H I одинаковы для переходов одного мультиплета.

Солнечное не-ЛТР содержание  $\log \varepsilon_{\text{K}} = 5.09 \pm 0.08$  (FS), полученное по пяти линиям, согласуется с метеоритным в пределах 0.01 dex. Для модели атома FS\* солнечное содержание меньше на 0.05 dex. Профиль резонансной линии K I 7698  $\text{\AA}$  в солнечном спектре невозможно воспроизвести в рамках ЛТР, а содержание, полученное по эквивалентной ширине, больше на 0.39 dex, чем не-ЛТР содержание. Для субординатных линий не-ЛТР поправки малы, и наши результаты находятся в хорошем согласии с работой Реггиани и др. (2019), но для резонансной линии мы получили поправку на 0.07 dex больше по абсолютной величине.

Для трех звезд-карликов с умеренным дефицитом металлов, для которых есть надежные определения параметров атмосферы и качественные спектральные наблюдения, содержание калия определено по резонансной линии K I в разных моделях ее формирования. Показано, что включение новых точных данных о столкновениях с H I в модель атома практически не влияет на дифференциальное содержание калия [K/H], но ведет к увеличению абсолютного содержания, в среднем, на 0.05 dex по сравнению со случаем, когда берутся одинаковые скорости столкновений с H I для переходов одного мультиплета. Абсолютное содержание необходимо, например, при изучении зависимости содержания элементов от температуры их конденсации, что важно для уточнения различий в химическом составе звезд с планетами и без планет.

Показано, что учет тонкой структуры уровней Ca II в расчетах столкновений с H I (Беляев и др., 2019) ведет к ослаблению отклонений от ЛТР для линии Ca II 8662  $\text{\AA}$  в моделях атмосфер с [Fe/H] = –4.5 по сравнению со случаем, когда тонкое расщепление не учитывалось (Беляев и др., 2018). Но эффект очень мал для двух других линий триплета — Ca II 8498, 8542  $\text{\AA}$ .

Авторы благодарят Х. Жанга за предоставление наблюдаемых спектров звезд, О. Зацаринного за данные по сечениям фотоионизации K I, Х. Реггиани за константы скоростей возбуждения переходов K I при столкновениях с атомами H I в модели Б. Каулакиса, М.Д. Неретина благодарна Фонду развития теоретической физики и математики “БАЗИС” за частичную поддержку исследования. С.А. Яковлева и А.К. Беляев благодарят Министерство просвещения России за финансовую поддержку в рамках государственного задания (проект № FSZN-2020-0026). М.Н., Л.М. и Т.С. благодарят Министерство науки и высшего образования РФ (грант 13.1902.21.0039) за финансовую поддержку этого исследования.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андриевский и др. (S.M. Andrievsky, M. Spite, S.A. Korotin, F. Spite, P. Bonifacio, R. Cayrel,

- P. Francois, and V. Hill), *Astron. Astrophys.* **509**, A88 (2010).
2. Барклем и др. (P.S. Barklem, A.K. Belyaev, M. Guitou, N. Feautrier, F.X. Gadéa, A. Spielfiedel), *Astron. Astrophys.* **530**, A94 (2011).
  3. Батлер и Гиддингс (K. Butler and J. Giddings), *Newsletter on Analysis of Astronomical Spectra* 9, Univ. London. **723** (1985).
  4. Беляев и др. (A.K. Belyaev, Y.V. Voronov, and F.X. Gadéa), *ApJ*. **867**, 87 (2018)
  5. Беляев и др. (A.K. Belyaev, Ya.V. Voronov, and S.A. Yakovleva), *Phys. Rev.* **A100**, 062710 (2019).
  6. Брулс и др. (J.H.M.J. Bruls, R.J. Rutten, and N.G. Shchukina), *Astron. Astrophys.* **265**, 237 (1992).
  7. Густафссон и др. (B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U.G. Jorgensen, A. Nordlund, and B. Plez), *Astron. Astrophys.* **486**, 951 (2008).
  8. Дравин (H.-W. Drawin), *Zeitschrift für Physik* **211**, 404 (1968).
  9. Жанг и др. (H.W. Zhang, K. Butler, T. Gehren, J.R. Shi, and G. Zhao), *Astron. Astrophys.* **453**, 723 (2006).
  10. Жао и др. (G. Zhao, L. Mashonkina, H.L. Yan, S. Alexeeva, C. Kobayashi, Y. Pakhomov, J.-R. Shi, T. Sitnova, K. Tan, H.-W. Zhang, J.B. Zhang, Z.M. Zhou, M. Bolte, Y. Q. Chen, X. Li, F. Liu, M. Zhai), *Astrophys. J.* **833**, 225 (2016).
  11. Зацаринный, Тайял (O. Zatsarinny and S.S. Tayal), *Phys. Rev. A* **81**, 043423 (2010).
  12. Иванова, Шиманский (D. Ivanova and V. Shimanskii), *Astron. Rep.* **44**, 376 (2000).
  13. Каулакис (B. Kaulakys), *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **24**, L127 (1991).
  14. Крамида и др. (A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team), *NIST Atomic Spectra Database (version 5.7.1)* (2019).
  15. Курец и др. (R.L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman), *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm Nat. Solar Obs., Sunspot, New Mexico* (1984).
  16. Лоддерс и др. (K. Lodders, H. Plame, and H.-P. Gail), *Landolt-Börnstein — Group VI Astronomy and Astrophysics Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Volume 4B: Solar System*. Edited by J.E. Trümper, 4.4 (2009).
  17. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Gehren, J.-R. Shi, et al.), *Astron. Astrophys.* **528**, A87 (2011).
  18. Машонкина и др. (L. Mashonkina, A.J. Korn, and N. Przybilla), *Astron. Astrophys.* **461**, 261 (2007).
  19. Машонкина и др. (L. Mashonkina, T. Sitnova, and A.K. Belyaev), *Astron. Astrophys.* **605**, A53 (2017).
  20. Муциарелли и др. (A. Mucciarelli, T. Merle, and M. Bellazzini), *Astron. Astrophys.* **600**, A104 (2017).
  21. Перриман и др. (M.A.C. Perryman, K.S. de Boer, G. Gilmore, E. Høg, M.G. Lattanzi, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, O. Pace, and P.T. de Zeeuw), *Astron. Astrophys.* **369**, 339 (2001).
  22. Прантцос и др. (N. Prantzos, C. Abia, and M. Limongi, A. Chieffi, and S. Cristallo), *MNRAS* **476**, 3432 (2018).
  23. Реггиани и др. (H. Reggiani, A.M. Amarsi, K. Lind, P.S. Barklem, O. Zatsarinny, K. Bartschat, D.V. Fursa, I. Bray, L. Spina, and J. Meléndez), *Astron. Astrophys.* **627**, A177 (2019).
  24. ван Регемортер (H. van Regemorter), *Astrophys. J.* **136**, 906 (1962).
  25. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P.S. Barklem), *Physica Scr.* **90**, 054005 (2015).
  26. Сафронова и др. (M.S. Safronova, U.I. Safronova, and C.W. Clark), *Phys. Rev. A* **87**, 052504 (2013).
  27. Ситнова и др. (T. Sitnova, G. Zhao, L. Mashonkina, Y.Q. Chen, F. Liu, Yu. Pakhomov, K. Tan, M. Bolte, S. Alexeeva, F. Grupp, J.R. Shi, H.W. Zhang), *Astrophys. J.* **808**, 148 (2015).
  28. Ситнова и др. (T. Sitnova, L. Mashonkina, R. Ezzeddine, and A. Frebel), *MNRAS* **485**, 3527 (2019).
  29. Стинбок и Холвергер (W. Steenbock and H. Holweger), *Astron. Astrophys.* **130**, 319 (1984).
  30. Такеда и др. (Y. Takeda, K.-I. Kato, Y. Watanabe, and K. Sadakane), *Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, 511 (1996).
  31. Трубка и др. (R. Trubko, M.D. Gregoire, W.F. Holmgren, and A.D. Cronin), *Phys. Rev. A* **95**, 052507 (2017).
  32. Цымбал и др. (V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **518**, 247 (2019).
  33. Штаркенбург и др. (E. Starkenburg, V. Hill, E. Tolstoy, J.I. González Hernández, M. Irwin, A. Helmi, G. Battaglia, P. Jablonka, M. Tafelmeyer, M. Shetrone, K. Venn, and T. de Boer), *Astron. Astrophys.* **513**, A34 (2010).
  34. Штейнмец и др. (M. Steinmetz, T. Zwitter, A. Siebert, F.G. Watson, K.C. Freeman, U. Munari, R. Campbell, M. Williams, et al.), *Astron. J.* **132**, 1645 (2006).
  35. Щукина Н.Г., *Кинематика и физика небесных тел* **3**, 40 (1987).
  36. Яковлева и др. (S.A. Yakovleva, P.S. Barklem, and A.K. Belyaev), *MNRAS* **473**, 3810 (2018).
  37. Яковлева и др. (S.A. Yakovleva, Ya.V. Voronov, and A.K. Belyaev), *Optics and Spectroscopy* **127**, 207 (2019).

## ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ЦЕФЕИДЫ НАСЕЛЕНИЯ II СС Lyr

© 2020 г. Л. Н. Бердников<sup>1\*</sup>, А. М. Якоб<sup>2</sup>, Е. Н. Пастухова<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>Отдел астрономических и астрофизических исследований, обсерватория Энтото и исследовательский центр, Эфиопский институт космических исследований и технологии, Аддис Абеба, Эфиопия

<sup>3</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

После доработки 06.08.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Обработка всей имеющейся фотометрии цефеиды СС Луг позволила построить ее диаграмму  $O - C$ , охватывающую временной интервал 124 года. Полученные данные свидетельствуют в пользу существования больших случайных флуктуаций периода ( $\varepsilon/P \approx 0.046$ ). Формальная аппроксимация остатков  $O - C$  параболой позволила оценить скорость векового увеличения периода  $dP/dt = 229.3(\pm 14.8)$  с/год. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность увеличения периода.

*Ключевые слова:* цефеиды населения II, периоды пульсаций, эволюция звезд.

DOI: 10.31857/S0320010820090028

### ВВЕДЕНИЕ

В Общем Каталоге Переменных Звезд (Самусь и др., 2017) СС Луг числится цефеидой типа СWA с периодом 24.16 сут. Измерения металличности (Маас и др., 2007) показали, что это очень бедная металлами звезда:  $[Fe/H] = -3.5$  dex. Аоки и др. (2017) получили значение  $[Fe/H] = -3.9$  dex и причислили ее к экстремально бедным металлами пост-AGB звездам, свойства которых близки к свойствам СС Луг.

Изменения периода СС Луг изучали Кви (1967), Хус (1968), Васильяновская и Ерлексова (1970), Перова (1970) и Зверев и Макаренко (1979) на интервалах времени нескольких десятков лет. Были выявлены скачки периода, но прогрессивные изменения периода обнаружены не были.

В данной работе мы проводим новое изучение изменчивости периода СС Луг на основе существенно увеличенного объема наблюдательных данных, включая наблюдения, полученные как на старых фотопластинках, так и в ходе выполнения современных фотометрических обзоров.

### МЕТОДИКА И ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Для нового изучения периода СС Луг мы собрали фотоэлектрические и ПЗС-наблюдения в

фильтрах  $B$  и  $V$  из литературы (Вальравен и др., 1958; Оостерхоф, 1960; Ирвин, 1961; Кви, Браун, 1967; Харрис, 1980; Меакес и др., 1991; Игнатова, Возякова, 2000; Шмидт и др., 2004), из международной базы данных Американской Ассоциации Наблюдателей Переменных Звезд (AAVSO) и из обзора Hipparcos (ЕКА, 1997), а также ПЗС-наблюдения из обзоров NSVS (Возняк и др., 2004), INTEGRAL-ОМС (Альфонсо-Гарсон и др., 2012), ASAS-SN (Ясингхе и др., 2019) и PAN-STARRS1 (Чамберс и др., 2019), полученные в полосах, близких к  $V$  и  $g'$ .

Кроме того, мы использовали фотографические наблюдения из литературы (Фридель, 1967; Зверев, Макаренко, 1979), из проекта DASCH (Гриндлей и др., 2009) и сделанные нами глазомерные оценки блеска на фотопластинках ГАИШ (РФ).

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 1. Самая старая фотопластинка с изображением СС Луг, хранящаяся в Гарварде, была получена в 1896 г., а последние ПЗС-наблюдения были сделаны в 2020 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 124 года.

Для изучения изменчивости периодов цефеид мы применяем общепринятую методику анализа диаграмм  $O - C$ , а самым точным методом определения остатков  $O - C$  является метод Герцшпрунга

\*Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru

Таблица 1. Наблюдательный материал цефеиды СС Луг

Источник данных	Число наблюдений	Полоса наблюдений	Интервал JD
DASCH	1237	<i>PG</i>	2413734–2447763
ГАИШ (данная работа)	328	<i>PG</i>	2414881–2449634
Литература	588	<i>PG, PV</i>	2433040–2441182
Литература	200	<i>VIS</i>	2427543–2428128
Литература	245	<i>B, V</i>	2436751–2451829
Hipparcos	167	<i>V</i>	2447899–2449053
NSVS	167	<i>V</i>	2451274–2451627
INTEGRAL-OMC	87	<i>V</i>	2454242–2455666
PAN-STARRS1	10	<i>g'</i>	2455388–2456456
ASAS-SN	2260	<i>V, g'</i>	2456595–2458969
AAVSO	53	<i>B, V</i>	2457647–2458451

(1919), машинная реализация которого описана в работе Бердникова (1992). Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэном (1993).

### ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых СС Луг методом Герцшпрунга (1919) изображены на диаграмме  $O - C$  (рис. 1) кружками с вертикальными черточками, указывающими пределы ошибок определения остатков  $O - C$ . На рис. 1 показаны частые и резкие скачки периода, поэтому вычисление остатков  $O - C$  по небольшому числу наблюдений на больших интервалах времени, особенно вблизи моментов скачка периода, может приводить к большим ошибкам и, как следствие, — к просчетам эпох, которые могут иметь место также и в окрестностях JD 2450000 и 2454000. Чтобы разрешить эту проблему, мы использовали опубликованные моменты максимального блеска и моменты поярчаний, т.е. эпохи наблюдений вблизи максимального блеска, и построили новую  $O - C$  диаграмму (рис. 2), на которой данные, полученные методом Герцшпрунга (табл. 2), обозначены большими кружками, а остальные (табл. 3) — малыми кружками. На рис. 2 показано, что на рис. 1 был допущен просчет эпохи вблизи JD 2421000; к сожалению, нет наблюдений между первыми двумя точками и вблизи JD 2454000, где просчет эпохи возможен.

Данные табл. 2 позволяют оценить величину случайных флуктуаций пульсационного периода.

Для этого вычислялись задержки  $u(x) = |z(r + x) - z(r)|$  для максимумов, разделенных  $x$  циклами. Средняя величина  $\langle u(x) \rangle$ , согласно Эддингтону и Плакидису (1929), должна быть связана со случайной флуктуацией периода  $\varepsilon$  соотношением

$$\langle u(x) \rangle^2 = 2\alpha^2 + x\varepsilon^2, \quad (1)$$

где  $\alpha$  характеризует величину случайных ошибок измеренных моментов максимального блеска.

Результаты вычислений представлены на рис. 3 и указывают на существование линейного тренда  $\langle u(x) \rangle^2$  для разности циклов  $x < 22$ , где формальная подгонка уравнения (1) дает решение в виде

$$\langle u(x) \rangle^2 = 0.577(\pm 0.786) + 2.393(\pm 0.178)x,$$

откуда  $\alpha = 0^{\text{d}}537 \pm 0^{\text{d}}887$ , что близко к средней ошибке определения моментов максимального блеска (второй столбец табл. 2). Величина случайной флуктуации периода  $\varepsilon = 1^{\text{d}}094 \pm 0^{\text{d}}422$ . Таким образом, полученные нами данные свидетельствуют о существовании больших случайных флуктуаций периода ( $\varepsilon/P \approx 0.046$ ), которые сильно зашумляют параболу на диаграмме  $O - C$ .

По моментам максимального блеска из табл. 2 и табл. 3 получены квадратичные элементы изменения блеска цефеиды СС Луг:

$$\begin{aligned} \text{Max } HJD = & 2436276.2627(\pm 2.296) + \\ & + 24^{\text{d}}01002139(\pm 0.00301)E + \\ & + 0.872485 \times 10^{-4}(\pm 0.5616 \cdot 10^{-5})E^2, \end{aligned} \quad (2)$$

линейная часть которых использована для вычисления остатков  $O - C$  в табл. 2 и табл. 3. Элементы (2) использовались для проведения параболы на

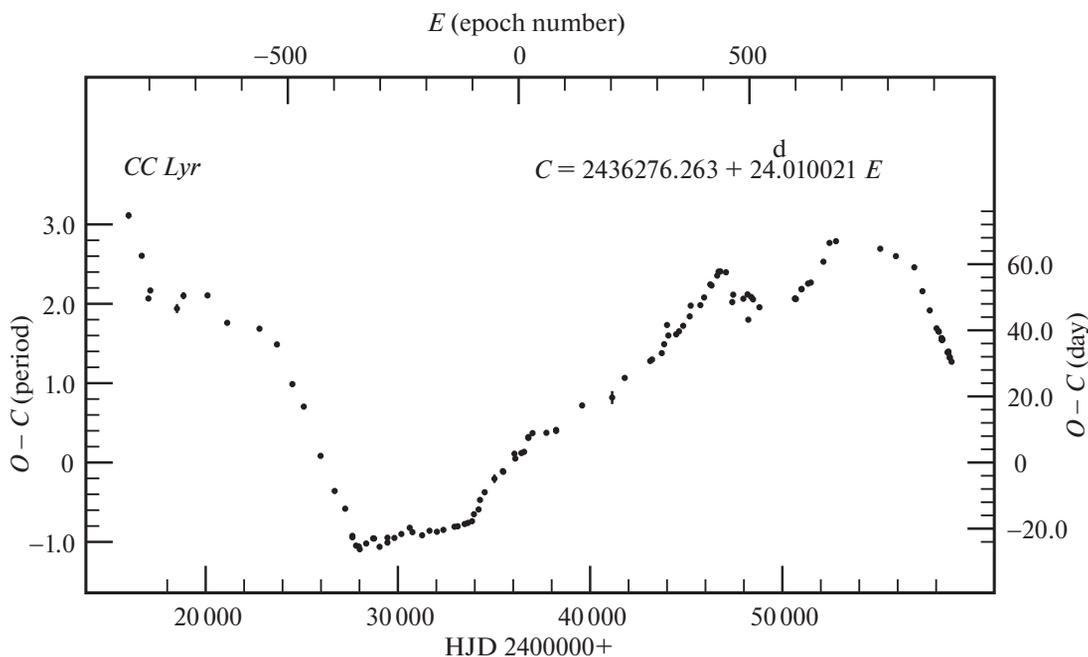


Рис. 1. Диаграмма  $O - C$  цефеиды  $CC$  Луг для максимумов, определенных методом Герцшпрунга.

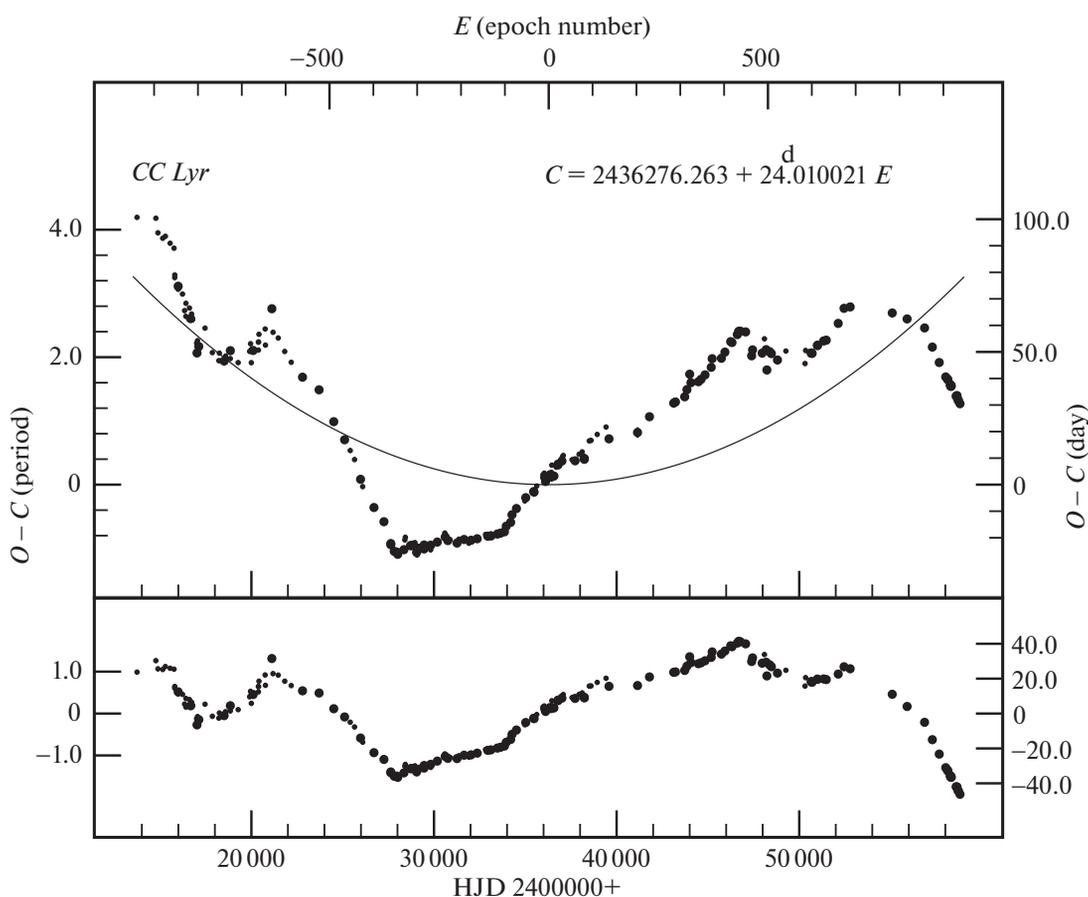


Рис. 2. Диаграмма  $O - C$   $CC$  Луг относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов (2). Линия — парабола, соответствующая элементам (2). Большие и маленькие кружки соответствуют данным табл. 2 и 3 соответственно.

Таблица 2. Моменты максимального блеска СС Луг, определенные методом Герцшпрунга

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	$E$	$O - C$ , сут	$N$	Источник данных
2415989.734	0.965	<i>PG</i>	-848	74.746	9	ГАИШ (данная работа)
2416673.823	0.496	<i>PG</i>	-819	62.545	10	DASCH
2417021.050	0.330	<i>PG</i>	-804	49.622	27	DASCH
2417119.516	0.230	<i>PG</i>	-800	52.047	14	DASCH
2418506.632	1.368	<i>PG</i>	-742	46.582	18	DASCH
2418846.668	1.045	<i>PG</i>	-728	50.478	8	ГАИШ (данная работа)
2420095.268	0.438	<i>PG</i>	-676	50.557	17	DASCH
2421119.410	0.503	<i>PG</i>	-633	42.268	16	DASCH
2422798.329	0.716	<i>PG</i>	-563	40.486	19	DASCH
2423705.953	0.421	<i>PG</i>	-525	35.729	27	DASCH
2424510.281	0.415	<i>PG</i>	-491	23.716	22	DASCH
2425103.732	0.556	<i>PG</i>	-466	16.916	20	DASCH
2425977.208	0.332	<i>PG</i>	-429	2.021	38	DASCH
2426710.889	0.361	<i>PG</i>	-398	-8.608	40	DASCH
2427257.769	0.467	<i>PG</i>	-375	-13.959	22	DASCH
2427633.710	0.220	<i>PG</i>	-359	-22.177	47	DASCH
2427634.048	0.166	<i>VIS</i>	-359	-22.617	81	Зверев, Макаренко (1979)
2427822.834	0.156	<i>PG</i>	-351	-25.134	5	ГАИШ (данная работа)
2427967.394	0.105	<i>VIS</i>	-345	-25.411	119	Зверев, Макаренко (1979)
2428013.821	0.189	<i>PG</i>	-343	-26.227	46	DASCH
2428351.691	0.690	<i>PG</i>	-329	-24.498	36	DASCH
2428713.396	0.445	<i>PG</i>	-314	-22.942	37	DASCH
2428761.363	0.280	<i>PG</i>	-312	-22.996	9	ГАИШ (данная работа)
2429046.979	0.513	<i>PG</i>	-300	-25.500	33	DASCH
2429456.434	0.222	<i>PG</i>	-283	-24.215	64	DASCH
2429457.910	0.500	<i>PG</i>	-283	-22.739	15	ГАИШ (данная работа)
2429817.998	0.165	<i>PG</i>	-268	-22.802	63	DASCH
2430179.330	0.474	<i>PG</i>	-253	-21.620	34	DASCH
2430613.394	0.435	<i>PG</i>	-235	-19.736	5	ГАИШ (данная работа)
2430756.123	0.301	<i>PG</i>	-229	-21.068	48	DASCH
2431259.408	0.321	<i>PG</i>	-208	-21.993	45	DASCH
2431644.914	0.277	<i>PG</i>	-192	-20.647	31	DASCH
2432028.776	0.325	<i>PG</i>	-176	-20.946	35	DASCH

Таблица 2. Продолжение

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	$E$	$O - C$ , сут	$N$	Источник данных
2432365.486	0.305	<i>PG</i>	-162	-20.376	50	DASCH
2432942.686	0.307	<i>PG</i>	-138	-19.416	46	DASCH
2433110.868	0.184	<i>PG</i>	-131	-19.305	52	Фридель (1967)
2433471.724	0.469	<i>PG</i>	-116	-18.598	30	DASCH
2433640.124	0.158	<i>PG</i>	-109	-18.269	69	Фридель (1967)
2433856.738	0.430	<i>PG</i>	-100	-17.746	21	Зверев, Макаренко (1979)
2433954.878	0.445	<i>PG</i>	-96	-15.645	8	ГАИШ (данная работа)
2434196.427	0.403	<i>PG</i>	-86	-14.196	35	DASCH
2434271.336	0.499	<i>PG</i>	-83	-11.317	9	ГАИШ (данная работа)
2434513.766	0.155	<i>PG</i>	-73	-8.988	94	Фридель (1967)
2435022.058	1.283	<i>PG</i>	-52	-4.906	11	ГАИШ (данная работа)
2435456.541	0.205	<i>PG</i>	-34	-2.604	40	Фридель (1967)
2435480.346	0.313	<i>PG</i>	-33	-2.808	21	Зверев, Макаренко (1979)
2436062.065	0.464	<i>PG</i>	-9	2.669	41	Зверев, Макаренко (1979)
2436108.615	0.536	<i>PG</i>	-7	1.199	16	ГАИШ (данная работа)
2436422.413	0.282	<i>PG</i>	6	2.867	51	Зверев, Макаренко (1979)
2436566.837	0.536	<i>PG</i>	12	3.231	27	Фридель (1967)
2436787.901	0.203	<i>V</i>	21	7.428	25	Ирвин (1961)
2436788.189	0.188	<i>V</i>	21	7.716	25	Оостерхоф (1960)
2437004.691	0.171	<i>PG</i>	30	8.905	61	Зверев, Макаренко (1979)
2437725.079	0.485	<i>PG</i>	60	8.992	45	Зверев, Макаренко (1979)
2438230.624	0.329	<i>V</i>	81	9.550	13	Вальравен и др. (1958)
2438230.944	0.249	<i>V</i>	81	9.870	13	Кви, Браун (1967)
2439582.899	0.421	<i>PV</i>	137	17.263	49	Зверев, Макаренко (1979)
2441145.165	1.962	<i>PG</i>	202	19.655	17	Зверев, Макаренко (1979)
2441799.375	0.660	<i>PG</i>	229	25.595	27	DASCH
2443125.050	0.281	<i>PG</i>	284	30.718	35	DASCH
2443221.527	0.310	<i>PG</i>	288	31.156	15	ГАИШ (данная работа)
2443727.675	0.169	<i>PG</i>	309	33.093	46	ГАИШ (данная работа)
2443850.429	0.334	<i>PG</i>	314	35.797	20	DASCH
2444001.074	0.329	<i>V</i>	320	41.604	8	Харрис (1980)
2444069.145	0.311	<i>PG</i>	323	38.422	39	ГАИШ (данная работа)
2444477.666	0.317	<i>PG</i>	340	38.773	14	ГАИШ (данная работа)

Таблица 2. Продолжение

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	$E$	$O - C$ , сут	$N$	Источник данных
2444622.627	0.380	<i>PG</i>	346	39.674	19	DASCH
2444840.396	0.306	<i>PG</i>	355	41.353	17	ГАИШ (данная работа)
2445179.386	0.696	<i>PG</i>	369	44.202	26	DASCH
2445230.656	0.390	<i>PG</i>	371	47.452	10	ГАИШ (данная работа)
2445735.020	0.233	<i>PG</i>	392	47.606	51	DASCH
2445929.422	0.271	<i>PG</i>	400	49.928	19	ГАИШ (данная работа)
2446245.497	0.517	<i>PG</i>	413	53.873	21	DASCH
2446317.202	0.255	<i>PG</i>	416	53.547	14	ГАИШ (данная работа)
2446609.094	0.358	<i>V</i>	428	56.542	11	Меакес и др. (1991)
2446681.564	0.229	<i>PG</i>	431	57.759	27	ГАИШ (данная работа)
2446777.644	0.333	<i>PG</i>	435	57.799	43	DASCH
2447065.503	0.285	<i>PG</i>	447	57.538	12	ГАИШ (данная работа)
2447392.648	0.872	<i>PG</i>	461	48.543	7	ГАИШ (данная работа)
2447442.898	0.480	<i>PG</i>	463	50.773	25	DASCH
2447970.680	0.295	<i>V</i>	485	49.557	28	Hipparcos
2448188.075	0.198	<i>V</i>	494	50.862	31	Hipparcos
2448227.657	0.586	<i>PG</i>	496	43.201	13	ГАИШ (данная работа)
2448379.377	0.229	<i>V</i>	502	50.084	27	Hipparcos
2448474.695	0.195	<i>V</i>	506	49.362	51	Hipparcos
2448808.435	0.221	<i>V</i>	520	46.961	30	Hipparcos
2450658.979	0.164	<i>B</i>	597	49.511	25	Игнатова, Возякова (2000)
2450659.879	0.177	<i>V</i>	597	49.633	25	Игнатова, Возякова (2000)
2450707.735	0.416	<i>V</i>	599	49.470	8	Шмидт и др. (2004)
2450998.125	0.055	<i>B</i>	611	52.517	28	Игнатова, Возякова (2000)
2450998.782	0.106	<i>V</i>	611	52.396	28	Игнатова, Возякова (2000)
2451336.663	0.158	<i>V</i>	625	54.137	83	NSVS
2451481.022	0.108	<i>V</i>	631	54.436	84	NSVS
2452135.604	0.183	<i>V</i>	658	60.747	12	Шмидт и др. (2004)
2452453.425	0.234	<i>V</i>	671	66.438	13	Шмидт и др. (2004)
2452790.084	0.444	<i>V</i>	685	66.957	11	Шмидт и др. (2004)
2455092.765	0.099	<i>V</i>	781	64.676	87	INTEGRAL-ОМС
2455907.015	0.255	$g'$	815	62.430	10	PAN-STARRS 1
2456863.878	0.039	<i>V</i>	855	59.047	243	ASAS-SN

Таблица 2. Окончание

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	$E$	$O - C$ , сут	$N$	Источник данных
2457288.831	0.058	$V$	873	51.820	243	ASAS-SN
2457667.182	0.045	$V$	889	46.010	243	ASAS-SN
2458021.906	0.088	$V$	904	40.584	74	ASAS-SN
2458117.288	0.057	$g'$	908	39.772	151	ASAS-SN
2458140.912	0.060	$V$	909	39.540	247	ASAS-SN
2458281.871	0.201	$B$	915	37.216	26	AAVSO
2458283.066	0.171	$V$	915	37.634	27	AAVSO
2458283.173	0.064	$g'$	915	37.586	100	ASAS-SN
2458306.606	0.065	$g'$	916	37.010	151	ASAS-SN
2458330.814	0.074	$g'$	917	37.207	125	ASAS-SN
2458591.047	0.055	$g'$	928	33.330	100	ASAS-SN
2458638.988	0.075	$g'$	930	33.251	92	ASAS-SN
2458639.313	0.062	$g'$	930	33.576	108	ASAS-SN
2458709.421	0.063	$g'$	933	31.654	124	ASAS-SN
2458709.688	0.069	$g'$	933	31.921	151	ASAS-SN
2458804.302	0.056	$g'$	937	30.495	108	ASAS-SN

верхней части рис. 2, на нижней части которого показаны отклонения от этой параболы.

Известно, что для пульсирующих переменных максимумы блеска наступают позже с ростом эффективной длины волны фотометрической полосы. Поэтому, когда используются данные, полученные в разных полосах, надо выбрать основную (в нашем случае это  $V$ ) и по одновременным наблюдениям определить величины сдвига моментов максимального блеска в других полосах. По данным табл. 2 было найдено, что максимумы в фильтрах  $B$  наступают раньше, а в фильтре  $g'$  позже, чем в фильтре  $V$  на  $0^d777$  и  $0^d154$  соответственно. Эти поправки учтены при вычислении остатков  $O - C$  (см. табл. 2 и 3), а также при построении рис. 1 и 2 и определении элементов (2), которые, таким образом, относятся к системе  $V$ .

Квадратичный член элементов (2) дает возможность вычислить скорость векового увеличения периода  $dP/dt = 229.3(\pm 14.8)$  с/год.

Для подтверждения реальности увеличения периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном (1993). Для этого

мы вычислили разности  $\Delta(O - C)_i$  последовательных остатков  $O - C$  из табл. 2,  $\Delta(O - C)_i = (O - C)_{i+1} - (O - C)_i$ , и построили график зависимости  $D_i = \Delta(O - C)_i / (E_{i+1} - E_i)$  от  $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$  (рис. 4). Разности  $D_i$ , которые имеют смысл изменений периода в интервале эпох  $E_i \div E_{i+1}$ , соответствуют поведению остатков  $O - C$  на рис. 2.

На диаграмме  $O - C$  мы выделили 17 прямолинейных участков, для которых методом наименьших квадратов определили линейные элементы изменения блеска, приведенные в табл. 4; последняя строка в этой таблице дает текущие элементы.

На рис. 2 показано, что полученные нами результаты носят предварительный характер. Парабола на диаграмме  $O - C$  не является очевидной, она проведена формально. За 124 года наблюдений период  $\delta$  Суг не показала уверенного векового изменения, поэтому следует расширить интервал времени, охваченный диаграммой  $O - C$ . К сожалению, мы не можем продвинуться во времени назад раньше 1890 г., поэтому придется двигаться

Таблица 3. Моменты поярчений и максимумов блеска СС Луг из литературы

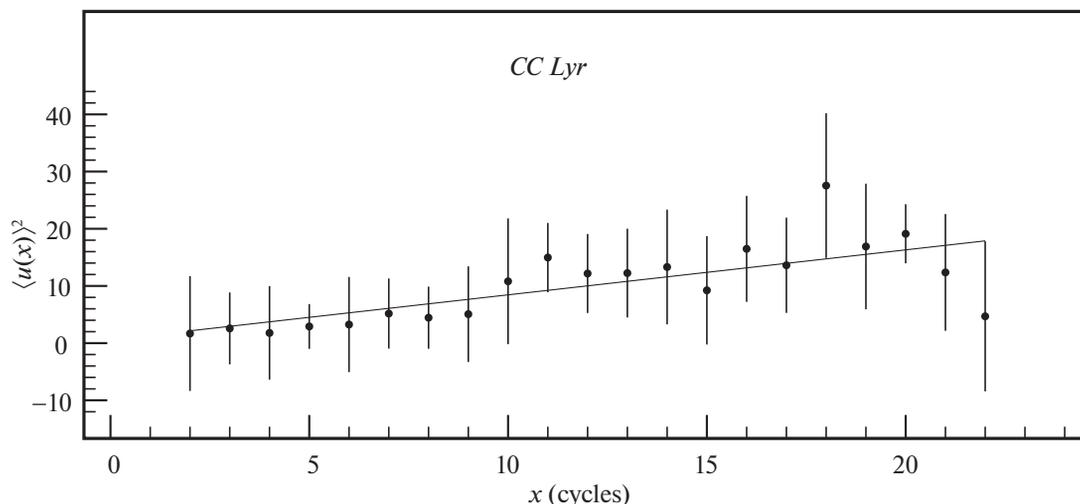
Максимум, HJD	Фильтр	$E$	O–C, сут	Источник данных
2413734.727	<i>PG</i>	–943	100.692	DASCH
2414766.831	<i>PG</i>	–900	100.364	DASCH
2414881.406	<i>PG</i>	–895	94.890	ГАИШ (данная работа)
2415143.443	<i>PG</i>	–884	92.816	ГАИШ (данная работа)
2415288.264	<i>PG</i>	–878	93.577	ГАИШ (данная работа)
2415549.735	<i>PG</i>	–867	90.938	DASCH
2415763.954	<i>PG</i>	–858	89.067	DASCH
2415800.915	<i>PG</i>	–856	78.008	DASCH
2415801.920	<i>PG</i>	–856	79.013	DASCH
2415988.602	<i>PG</i>	–848	73.615	DASCH
2416226.904	<i>PG</i>	–838	71.817	DASCH
2416340.698	<i>PG</i>	–833	65.561	DASCH
2416410.563	<i>PG</i>	–830	63.395	DASCH
2416415.477	<i>PG</i>	–830	68.309	DASCH
2416605.797	<i>PG</i>	–822	66.549	DASCH
2416723.606	<i>PG</i>	–817	64.309	DASCH
2416769.480	<i>PG</i>	–815	62.162	DASCH
2416769.584	<i>PG</i>	–815	62.266	DASCH
2417000.751	<i>PG</i>	–805	53.332	DASCH
2417049.683	<i>PG</i>	–803	54.245	DASCH
2417094.591	<i>PG</i>	–801	51.133	DASCH
2417462.587	<i>PG</i>	–786	58.978	DASCH
2417861.525	<i>PG</i>	–769	49.747	DASCH
2418218.646	<i>PG</i>	–754	46.716	DASCH
2418245.479	<i>PG</i>	–753	49.539	DASCH
2418579.535	<i>PG</i>	–739	47.455	DASCH
2418580.515	<i>PG</i>	–739	48.436	DASCH
2418843.681	<i>PG</i>	–728	47.492	DASCH
2419274.350	<i>PG</i>	–710	45.980	Кукаркин (1931)
2419902.836	<i>PG</i>	–684	50.205	DASCH
2419953.743	<i>PG</i>	–682	53.092	DASCH
2419994.623	<i>PG</i>	–680	45.952	DASCH
2419999.584	<i>PG</i>	–680	50.913	DASCH

Таблица 3. Продолжение

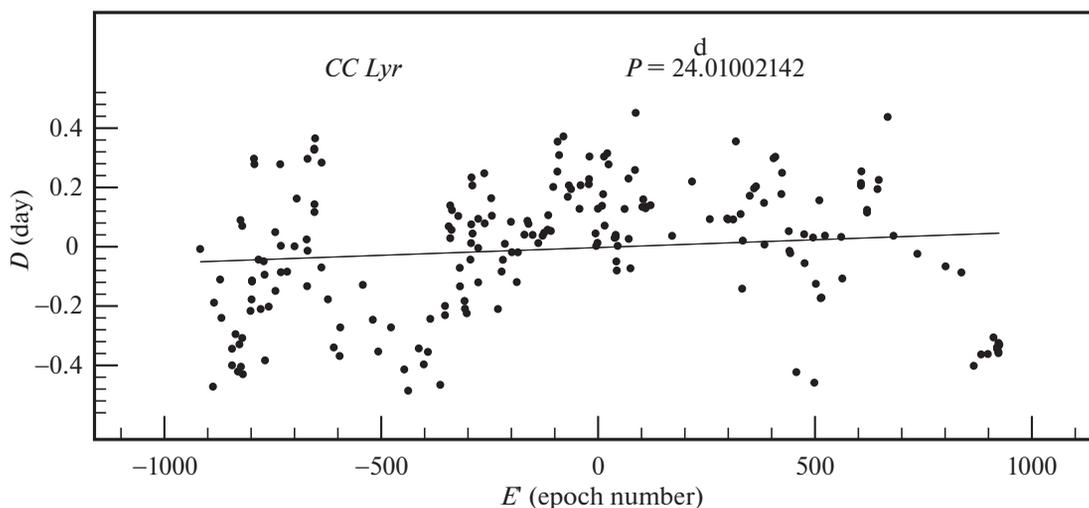
Максимум, HJD	Фильтр	$E$	O–C, сут	Источник данных
2420383.530	<i>PG</i>	–664	50.699	DASCH
2420386.522	<i>PG</i>	–664	53.691	DASCH
2420386.576	<i>PG</i>	–664	53.745	DASCH
2420413.487	<i>PG</i>	–663	56.646	DASCH
2420751.632	<i>PG</i>	–649	58.651	DASCH
2420769.563	<i>PG</i>	–648	52.572	DASCH
2421182.557	<i>PG</i>	–631	57.396	DASCH
2421468.550	<i>PG</i>	–619	55.268	DASCH
2421823.606	<i>PG</i>	–604	50.174	DASCH
2422179.676	<i>PG</i>	–589	46.093	DASCH
2425411.800	<i>PG</i>	–453	12.854	Хус (1968)
2425648.500	<i>PG</i>	–443	9.454	Хус (1968)
2426094.500	<i>PG</i>	–424	–0.736	Хус (1968)
2427608.800	<i>PG</i>	–360	–23.078	Зверев (1931)
2427775.520	<i>PG</i>	–353	–24.428	Зверев (1932)
2428403.400	<i>PG</i>	–327	–20.808	Хус (1968)
2428428.400	<i>PG</i>	–326	–19.818	Хус (1968)
2428834.300	<i>PG</i>	–309	–22.089	Хус (1968)
2428954.600	<i>PG</i>	–304	–21.839	Хус (1968)
2429025.500	<i>PG</i>	–301	–22.969	Хус (1968)
2429070.000	<i>PG</i>	–299	–26.489	Анерт и др. (1941)
2429167.300	<i>PG</i>	–295	–25.229	Хус (1968)
2429193.300	<i>PG</i>	–294	–23.239	Хус (1968)
2429457.900	<i>PG</i>	–283	–22.749	Хус (1968)
2429816.250	<i>PG</i>	–268	–24.550	Анерт и др. (1941)
2430131.600	<i>PG</i>	–255	–21.330	Хус (1968)
2430590.900	<i>PG</i>	–236	–18.220	Хус (1968)
2430876.500	<i>PG</i>	–224	–20.741	Хус (1968)
2431356.900	<i>PG</i>	–204	–20.541	Хус (1968)
2431644.800	<i>PG</i>	–192	–20.761	Хус (1968)
2431907.600	<i>PG</i>	–181	–22.072	Хус (1968)
2432028.420	<i>PG</i>	–176	–21.302	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2432823.300	<i>PG</i>	–143	–18.752	Хус (1968)

Таблица 3. Окончание

Максимум, HJD	Фильтр	$E$	O–C, сут	Источник данных
2433111.570	<i>PG</i>	–131	–18.603	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2433182.400	<i>PG</i>	–128	–19.803	Хус (1968)
2433857.660	<i>PG</i>	–100	–16.823	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2434199.120	<i>PG</i>	–86	–11.504	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2434972.830	<i>PG</i>	–54	–6.114	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2435626.700	<i>PG</i>	–27	–0.515	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2435967.100	<i>PG</i>	–13	3.745	Хус (1968)
2436039.730	<i>PG</i>	–10	4.345	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2436303.869	<i>PG</i>	1	4.374	Коровкина (1959)
2436424.180	<i>PG</i>	6	4.634	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2436450.900	<i>PG</i>	7	7.344	Хус (1968)
2436690.240	<i>PG</i>	17	6.584	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2436836.200	<i>PG</i>	23	8.484	Хус (1968)
2437030.270	<i>PG</i>	31	10.474	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2437078.800	<i>PG</i>	33	10.984	Хус (1968)
2437557.400	<i>PG</i>	53	9.383	Хус (1968)
2437797.250	<i>PG</i>	63	9.133	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2437943.600	<i>PG</i>	68	35.433	Хус (1968)
2438112.600	<i>PG</i>	76	12.353	Хус (1968)
2438206.910	<i>PG</i>	80	10.623	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2438500.900	<i>PG</i>	92	16.493	Хус (1968)
2438597.120	<i>PG</i>	96	16.673	Васильяновская и Ерлексова (1970)
2438935.500	<i>PG</i>	110	18.912	Хус (1968)
2439418.500	<i>PG</i>	130	21.712	Хус (1968)
2448095.335	<i>PG</i>	490	54.939	ГАИШ (данная работа)
2448401.506	<i>PG</i>	503	48.980	ГАИШ (данная работа)
2449267.216	<i>PG</i>	539	50.329	ГАИШ (данная работа)
2450319.725	<i>V</i>	583	45.620	Шмидт и др. (2004)
2450348.660	<i>V</i>	584	50.545	Шмидт и др. (2004)



**Рис. 3.** Зависимость квадрата средней накопленной задержки  $\langle u(x) \rangle$  от разности циклов  $x$  для цефеиды CC Lyr. Линия — подгонка уравнения (1) для  $x < 22$ , которая дает величину случайных флуктуаций периода  $\varepsilon = 1^d094 \pm 0^d422$  ( $\varepsilon/P \approx 0.046$ ).



**Рис. 4.** Зависимость  $D_i = ((O - C)_{i+1} - (O - C)_i)/(E_{i+1} - E_i)$  от  $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ . Линия соответствует поведению остатков  $O - C$  на рис. 2.

вперед и ждать, по крайней мере, несколько десятилетий.

Так как CC Lyr является пост-AGB звездой (Аоки и др., 2017), то на диаграмме Герцшпрунга—Рассела она должна пересекать полосу неустойчивости справа налево (Боно и др., 2016), т.е. ее период должен убывать. Если дальнейшие наблюдения подтвердят увеличение периода, то возможным объяснением этого может быть наличие голубых петель на эволюционных треках, как в работе Гингольда (1976, 1985); правда, современные расчеты не показывают наличие таких петель. Кроме того, период может возрастать при пересечении полосы

справа налево, когда наклон эволюционного трека больше наклона линии одинакового периода (Гингольд, 1976, 1985; Боно и др., 2016). В любом случае, для сравнения наших результатов с теорией, следует дождаться публикации эволюционных расчетов для моделей с  $[\text{Fe}/\text{H}] = -4.0 \div -3.5$  dex.

Отметим, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых. Поэтому мы приводим их в табл. 5 с тем, чтобы их можно было использовать в будущих исследованиях, а также для установления связи с нашими данными, если будут использоваться другие стандартные кривые. Таблица 5 содержит звездные

Таблица 4. Линейные элементы изменения блеска *CC Lyr*

Интервал JD	Начальная эпоха, HJD	Период, сут
2414000–2417500	$2416038.291 \pm 0.665$	$23.51894 \pm 0.02156$
2417500–2419000	$2418292.926 \pm 0.545$	$23.95772 \pm 0.01717$
2419000–2421000	$2420192.707 \pm 0.751$	$24.17348 \pm 0.04561$
2421000–2423000	$2422133.084 \pm 0.414$	$23.76325 \pm 0.01650$
2423000–2428000	$2425860.191 \pm 0.397$	$23.65773 \pm 0.00649$
2428000–2434000	$2431020.595 \pm 0.220$	$24.03325 \pm 0.00298$
2434000–2434800	$2434368.731 \pm 0.639$	$24.32875 \pm 0.10451$
2434800–2437000	$2435916.981 \pm 0.297$	$24.18263 \pm 0.01188$
2437000–2438000	$2437462.095 \pm 0.353$	$24.00618 \pm 0.02288$
2438000–2439500	$2438861.066 \pm 0.820$	$24.17001 \pm 0.03543$
2439500–2442000	$2440667.324 \pm 1.557$	$24.06013 \pm 0.03649$
2442000–2447000	$2445036.306 \pm 0.406$	$24.18704 \pm 0.00830$
2447000–2449000	$2448067.686 \pm 0.803$	$23.91339 \pm 0.02389$
2449000–2451500	$2450516.514 \pm 0.706$	$24.07753 \pm 0.02705$
2451500–2453000	$2452209.092 \pm 0.622$	$24.24753 \pm 0.02649$
2455000–2457000	$2456122.037 \pm 0.162$	$23.93371 \pm 0.00530$
2457000–2458900	$2458164.655 \pm 0.103$	$23.68647 \pm 0.00563$

величины *CC Lyr* для фаз от 0 до 0.995 с шагом 0.005 в системе  $BVg'$ ; эти стандартные кривые графически изображены на рис. 5.

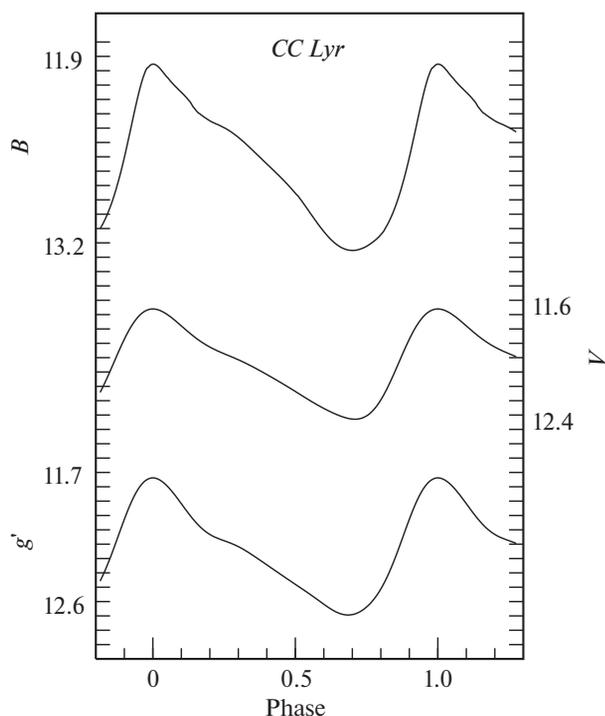


Рис. 5. Стандартные кривые цефеиды *CC Lyr* в системе  $BVg'$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменчивости периода *CC Lyr* использовались 2153 оценки блеска на старых фотопластинках; кроме того, было собрано 3189 опубликованных наблюдений. Все имеющиеся данные были обработаны методом Герцшпрунга (1919), и полученные 115 моментов максимального блеска были объединены с опубликованными максимумами и моментами поярчений для построения диаграммы  $O - C$ , охватывающей временной интервал 124 года. Полученные нами данные свидетельствуют в пользу существования больших случайных флуктуаций периода ( $\varepsilon/P \approx 0.046$ ), которые существенно зашумляют параболу на диаграмме  $O - C$ . Формальная аппроксимация остатков  $O - C$  параболой позволила оценить скорость векового увеличения периода  $dP/dt = 229.3(\pm 14.8)$  с/год. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность увеличения периода.

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-02-00890 и 19-02-00611). Работа А.М. Якоба поддержана грантом ESSTI.

Таблица 5. Стандартные кривые СС Луг в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $g'$

Фаза	$B$	$V$	$g'$	Фаза	$B$	$V$	$g'$	Фаза	$B$	$V$	$g'$
0.000	11.954	11.661	11.738	0.335	12.526	12.048	12.257	0.670	13.240	12.415	12.691
0.005	11.955	11.661	11.739	0.340	12.535	12.053	12.264	0.675	13.244	12.418	12.693
0.010	11.959	11.663	11.741	0.345	12.545	12.058	12.270	0.680	13.247	12.421	12.694
0.015	11.965	11.665	11.744	0.350	12.554	12.063	12.276	0.685	13.250	12.423	12.694
0.020	11.974	11.668	11.748	0.355	12.564	12.068	12.283	0.690	13.251	12.425	12.694
0.025	11.984	11.671	11.753	0.360	12.573	12.074	12.290	0.695	13.252	12.427	12.693
0.030	11.996	11.675	11.760	0.365	12.583	12.079	12.297	0.700	13.253	12.428	12.691
0.035	12.008	11.681	11.767	0.370	12.592	12.085	12.303	0.705	13.252	12.429	12.689
0.040	12.021	11.686	11.776	0.375	12.602	12.090	12.310	0.710	13.252	12.429	12.686
0.045	12.033	11.692	11.785	0.380	12.611	12.095	12.317	0.715	13.250	12.429	12.682
0.050	12.045	11.698	11.794	0.385	12.621	12.101	12.324	0.720	13.248	12.428	12.678
0.055	12.055	11.705	11.805	0.390	12.631	12.106	12.331	0.725	13.245	12.426	12.673
0.060	12.068	11.713	11.816	0.395	12.640	12.112	12.337	0.730	13.242	12.424	12.667
0.065	12.079	11.720	11.827	0.400	12.650	12.118	12.344	0.735	13.238	12.420	12.661
0.070	12.090	11.728	11.839	0.405	12.659	12.123	12.351	0.740	13.234	12.417	12.654
0.075	12.101	11.736	11.852	0.410	12.669	12.129	12.358	0.745	13.229	12.412	12.647
0.080	12.111	11.745	11.865	0.415	12.678	12.135	12.365	0.750	13.224	12.406	12.638
0.085	12.121	11.753	11.878	0.420	12.688	12.140	12.372	0.755	13.218	12.399	12.629
0.090	12.131	11.762	11.891	0.425	12.697	12.146	12.378	0.760	13.211	12.392	12.620
0.095	12.141	11.770	11.904	0.430	12.707	12.152	12.385	0.765	13.205	12.383	12.609
0.100	12.150	11.779	11.918	0.435	12.717	12.158	12.392	0.770	13.197	12.374	12.598
0.105	12.160	11.787	11.932	0.440	12.726	12.163	12.399	0.775	13.190	12.363	12.586
0.110	12.170	11.796	11.945	0.445	12.736	12.169	12.406	0.780	13.182	12.351	12.573
0.115	12.181	11.805	11.959	0.450	12.746	12.175	12.413	0.785	13.173	12.339	12.559
0.120	12.192	11.813	11.972	0.455	12.756	12.181	12.419	0.790	13.164	12.325	12.544
0.125	12.204	11.822	11.985	0.460	12.766	12.187	12.426	0.795	13.154	12.310	12.529
0.130	12.215	11.830	11.998	0.465	12.777	12.193	12.433	0.800	13.143	12.295	12.512
0.135	12.230	11.838	12.011	0.470	12.787	12.199	12.440	0.805	13.132	12.278	12.495
0.140	12.248	11.846	12.023	0.475	12.798	12.205	12.446	0.810	13.119	12.260	12.477
0.145	12.260	11.854	12.035	0.480	12.809	12.211	12.453	0.815	13.101	12.242	12.457
0.150	12.273	11.861	12.046	0.485	12.820	12.217	12.460	0.820	13.084	12.223	12.437
0.155	12.285	11.869	12.057	0.490	12.831	12.223	12.467	0.825	13.066	12.203	12.416
0.160	12.295	11.876	12.068	0.495	12.842	12.229	12.473	0.830	13.046	12.182	12.394

Таблица 5. Окончание

Фаза	$B$	$V$	$g'$	Фаза	$B$	$V$	$g'$	Фаза	$B$	$V$	$g'$
0.165	12.300	11.883	12.078	0.500	12.854	12.236	12.480	0.835	13.025	12.161	12.371
0.170	12.309	11.890	12.087	0.505	12.865	12.242	12.487	0.840	13.002	12.139	12.347
0.175	12.316	11.896	12.096	0.510	12.874	12.248	12.493	0.845	12.978	12.117	12.323
0.180	12.323	11.903	12.104	0.515	12.888	12.254	12.500	0.850	12.952	12.094	12.297
0.185	12.330	11.909	12.112	0.520	12.901	12.261	12.507	0.855	12.925	12.072	12.271
0.190	12.336	11.915	12.119	0.525	12.915	12.267	12.513	0.860	12.896	12.049	12.245
0.195	12.343	11.920	12.126	0.530	12.929	12.273	12.520	0.865	12.865	12.026	12.218
0.200	12.349	11.926	12.132	0.535	12.943	12.279	12.527	0.870	12.833	12.003	12.191
0.205	12.355	11.931	12.138	0.540	12.957	12.285	12.534	0.875	12.798	11.980	12.163
0.210	12.360	11.936	12.143	0.545	12.971	12.291	12.540	0.880	12.763	11.957	12.136
0.215	12.364	11.941	12.148	0.550	12.986	12.297	12.547	0.885	12.726	11.935	12.108
0.220	12.369	11.946	12.153	0.555	13.000	12.303	12.554	0.890	12.687	11.913	12.081
0.225	12.373	11.951	12.157	0.560	13.014	12.309	12.561	0.895	12.647	11.892	12.054
0.230	12.377	11.955	12.161	0.565	13.028	12.315	12.568	0.900	12.605	11.871	12.027
0.235	12.382	11.960	12.165	0.570	13.042	12.321	12.576	0.905	12.562	11.851	12.001
0.240	12.387	11.964	12.169	0.575	13.056	12.327	12.583	0.910	12.517	11.832	11.976
0.245	12.392	11.968	12.172	0.580	13.070	12.332	12.590	0.915	12.472	11.814	11.951
0.250	12.397	11.973	12.176	0.585	13.083	12.338	12.597	0.920	12.427	11.796	11.927
0.255	12.402	11.977	12.180	0.590	13.096	12.343	12.604	0.925	12.381	11.780	11.905
0.260	12.408	11.981	12.183	0.595	13.109	12.349	12.612	0.930	12.335	11.764	11.884
0.265	12.414	11.985	12.187	0.600	13.121	12.354	12.619	0.935	12.289	11.749	11.864
0.270	12.420	11.989	12.191	0.605	13.133	12.359	12.626	0.940	12.245	11.736	11.845
0.275	12.427	11.993	12.195	0.610	13.145	12.364	12.633	0.945	12.202	11.724	11.828
0.280	12.434	11.998	12.199	0.615	13.156	12.369	12.640	0.950	12.160	11.712	11.812
0.285	12.441	12.002	12.203	0.620	13.167	12.374	12.646	0.955	12.121	11.702	11.797
0.290	12.449	12.006	12.208	0.625	13.177	12.379	12.652	0.960	12.085	11.693	11.785
0.295	12.456	12.010	12.212	0.630	13.186	12.383	12.658	0.965	12.052	11.685	11.774
0.300	12.464	12.015	12.217	0.635	13.195	12.388	12.664	0.970	12.024	11.679	11.764
0.305	12.473	12.019	12.222	0.640	13.204	12.392	12.669	0.975	11.998	11.673	11.756
0.310	12.481	12.024	12.228	0.645	13.211	12.396	12.674	0.980	11.981	11.668	11.749
0.315	12.490	12.028	12.233	0.650	13.218	12.401	12.679	0.985	11.975	11.665	11.744
0.320	12.498	12.033	12.239	0.655	13.225	12.405	12.683	0.990	11.963	11.663	11.741
0.325	12.507	12.038	12.245	0.660	13.231	12.408	12.686	0.995	11.957	11.661	11.739
0.330	12.517	12.043	12.251	0.665	13.236	12.412	12.689				

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. AAVSO, <https://www.aavso.org>.
2. Альфонсо-Гарсон и др. (J. Alfonso-Garzon, A. Domingo, J.M. Mas-Hesse, and A. Gimenez), *Astron. Astrophys.* **548**, A79 (2012).
3. Анерт и др. (P. Ahnert, H. van Schewick, and C. Hoffmeister), *Kleinere Veroeff. Berlin-Babelsberg* **Nr 24**, 3 (1941).
4. Аоки и др. (W. Aoki, T. Matsuno, S. Honda, M. Parthasarathy, H. Li, and T. Suda), *Publ. Astron. Soc. Japan* **69**, 21 (2017).
5. Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. **18**, 519 (1992) [L.N. Berdnikov, *Sov. Astron. Lett.* **18**, 207 (1992)].
6. Боно и др. (G. Bono, A. Pietrinferni, M. Marconi, V.F. Braga, G. Fiorentino, P.B. Stetson, R. Buonanno, M. Castellani, et al.), *Commun. Konkoly Observ. Hung. Akad. Sci.* **14**, 149 (2016).
7. Вальравен и др. (Th. Walraven, A.B. Mueller, and P.Th. Oosterhoff), *Bull. Astron. Inst. Netherl.* **14**, 81 (1958).
8. Васильяновская О.П., Ерлексова Г.Е., Бюлл. Инст. Астрофиз. АН Тадж. ССР **Nr 54**, 3 (1970).
9. Возник и др. (P.R. Wozniak, W.T. Vestrand, C.W. Akerlof, R. Balsano, J. Bloch, D. Casperson, S. Fletcher, G. Gisler, et al.), *Astron. J.* **127**, 2436 (2004).
10. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), *Astron. Nachr.* **210**, 17 (1919).
11. Гингольд (R.A. Gingold), *Astrophys. J.* **204**, 116 (1976).
12. Гингольд (R.A. Gingold), *Mem. SAI* **56**, 169 (1985).
13. Гриндлей и др. (J. Grindlay, Sumin Tang, E. Los, and M. Servilla), *ASP Conf. Ser.* **410**, 101 (2009).
14. ЕКА, The Hipparcos and Tycho catalogues, ESA SP-1200 (Noordwijk: ESA, 1997).
15. Зверев (M. Zverev), *Var. Stars* **4**, 355 (1931).
16. Зверев (M. Zverev), *Var. Stars* **5**, 109 (1932).
17. Зверев М.С., Макаренко Е.Н., *Переменные Звезды Прил.* **3**, 431 (1979).
18. Игнатова, Возякова (V.V. Ignatova and O.V. Vozyakova), *Astron. Astrophys. Trans.* **19**, 133 (2000).
19. Ирвин (J.B. Irwin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **6**, 253 (1961).
20. Кви (K.K. Kwee), *Bull. Astron. Inst. Netherl. Suppl. Ser.* **2**, 97 (1967).
21. Кви, Браун (K.K. Kwee and D.L. Braun), *Bull. Astron. Inst. Netherl. Suppl. Ser.* **2**, 77 (1967).
22. Коровкина Л.К., *Астрон. Цирк.* **N205**, 21 (1959).
23. Кукаркин (B.W. Kukarkin) *Var. Stars* **3**, 135 (1931).
24. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **263**, 309 (1993).
25. Маас и др. (T. Maas, S. Giridhar, and D. L. Lambert), *Astrophys. J.* **666**, 378 (2007).
26. Меакес и др. (M. Meakes, G. Wallerstein, and J.F. Opalko), *Astron. J.* **101**, 1795 (1991).
27. Оостерхоф (P.Th. Oosterhoff), *Bull. Astron. Inst. Netherl.* **15**, 199 (1960).
28. Перова Н.Б., *Астрон. Цирк.* **Nr 593**, 8 (1970).
29. Самусь и др. (N.N. Samus, E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E.N. Pastukhova), *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017).
30. Фридель Ю.В., *Цирк. Астрон. Обсерв. Львов. Универ.* **Nr 42**, 22 (1967).
31. Харрис (H.C. Harris), Ph. D. Thesis. University of Washington, 1980, P. 133–154.
32. Хус (H. Huth), *Mitt. Veraenderl. Sterne. Berlin-Babelsberg* **4**, 183 (1968).
33. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P.W. Draper, et al.), *arXiv:1612.05560v4*, (2019).
34. Шмидт и др. (E.G. Schmidt, D. Johnston, S. Langan, and K.M. Lee), *Astron. J.* **128**, 1748 (2004).
35. Эддингтон, Плакидис (A.S. Eddington and S. Plakidis), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **90**, 65 (1929).
36. Яясингхе и др. (T. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoiien, Todd A. Thompson, J.L. Prieto, Dong Subo, et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 961 (2019).

**ПАМЯТИ МИХАИЛА НИКОЛАЕВИЧА  
ПАВЛИНСКОГО  
(08.12.1959–01.07.2020)**



1 июля на 61-ом году жизни после тяжелой болезни скончался заместитель директора Института космических исследований РАН, заведующий Отделом астрофизики высоких энергий ИКИ РАН, заместитель научного руководителя астрофизической обсерватории “Спектр-РГ”, доктор физико-математических наук Михаил Николаевич Павлинский.

Нас покинул талантливый ученый и блестящий организатор научных исследований в области астрофизики, создатель уникальных приборов для рентгеновской астрономии, лидер ряда космических проектов, уже осуществленных или разрабатываемых.

Михаил Николаевич родился 8 декабря 1959 г. в закрытом ядерном центре в городе Кремлев, позже известном как Арзамас-16 (ныне — город Саров Нижегородской области). В 1983 г., после окончания Московского инженерно-физического института, пришел работать в Отдел астрофизики высоких энергий ИКИ АН СССР. Он занял одну из десяти ставок, выделенных ИКИ по просьбе

академика Я.Б. Зельдовича одним из руководителей атомного проекта СССР, министром среднего машиностроения Е.П. Славским — для создания и развития в молодом Отделе астрофизики высоких энергий экспериментальной базы рентгеновской и гамма-астрономии. С ИКИ связана вся дальнейшая жизнь Михаила Николаевича, здесь он прошел путь от инженера до заведующего Отделом астрофизики высоких энергий и заместителя директора по научной работе.

В ИКИ М.Н. Павлинскому был сразу доверен ответственный участок работы — руководитель группы по калибровке и юстировке телескопа АРТ-П для орбитальной обсерватории “Гранат”. Это был первый отечественный телескоп с кодирующей апертурой, предназначенный для картографирования неба в рентгеновских лучах (один из первых в истории всей рентгеновской астрономии). В дальнейшем Михаил Николаевич возглавил работы по приему и анализу данных наблюдений этого телескопа. Были открыты новые рентгеновские источники — черные дыры и нейтронные звезды, получены уникальные рентгеновские карты зоны

центра Галактики, отмечена удивительно низкая текущая светимость находящейся здесь сверхмассивной черной дыры (по сравнению с критической эддингтоновской) и найдены свидетельства ее былой активности — вспышки, произошедшей несколько сот лет назад (по комптоновскому отражению рентгеновского излучения черной дыры от окружающих ее гигантских молекулярных облаков), сделан ряд других важных открытий. По результатам этой работы М.Н. Павлинским в 1991 г. была защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, он был удостоен премии Европейской академии для молодых ученых и первой премии Евразийского астрономического общества.

Работа с телескопом ART-Пубедила М.Н. Павлинского в огромных преимуществах наблюдений, выполненных собственноручно разработанным на основе самых передовых технологий рентгеновским прибором, с тщательно продуманными особенностями конструкции и знанием всех нюансов его работы. Мечтой Михаила Николаевича стало создание в России новых высокотехнологичных современных приборов и телескопов для работы в составе космических миссий. Возглавив лабораторию рентгеновских детекторов (после ухода из науки Н.С. Ямбуренко, предложившего идею телескопа ART-П и курировавшего его создание от ИКИ), он инициировал изготовление в ОКБ ИКИ РАН в г. Бишкек новой позиционно-чувствительной многопроволочной пропорциональной камеры, заметно улучшенной по сравнению с камерой телескопа ART-П, и на ее основе разработал и откалибровал для первого (так и не осуществленного) проекта астрофизической обсерватории “Спектр-Рентген-Гамма” фокальный рентгеновский детектор КФРД (для телескопа SODART с зеркалами косоугольного падения) и широкоугольный рентгеновский монитор “Спин-Х” с кодированной апертурой (для регистрации рентгеновских и гамма-всплесков). Эти работы наряду с описанными выше астрофизическими результатами легли в основу его докторской диссертации, успешно защищенной в 2000 г.

Из-за громадных перемен в стране в 90-х гг. во многом готовая обсерватория “Спектр-РГ” (ее первая версия) так и не была запущена в космос. В этот период Михаил Николаевич, будучи уже заведующим Отделом астрофизики высоких энергий ИКИ РАН, вместе с научным руководителем проекта “Спектр-РГ” академиком Р.А. Сюняевым прикладывают титанические усилия для воссоздания проекта под тем же названием, но с еще более мощными зеркальными рентгеновскими телескопами на борту (немецким eROSITA и

русским ART-XC) и с намного более амбициозными научными задачами, связанными с выполнением сверхчувствительного полного рентгеновского обзора неба с регистрацией всех массивных скоплений галактик и миллионов активных ядер галактик в наблюдаемой части Вселенной. Именно в такой конфигурации обсерватория “Спектр-РГ” впоследствии будет запущена в космос.

Последующие годы М.Н. Павлинский посвятил реализации обновленного проекта “Спектр-РГ” и созданию для него первого в России рентгеновского телескопа с оптикой косоугольного падения ART-XC. Для этого Михаилом Николаевичем была инициирована разработка в России уникальных технологий по изготовлению рентгеновских зеркал косоугольного падения. В ИКИ РАН им была создана лаборатория по разработке и сборке полупроводниковых рентгеновских детекторов и их электроники, оснащенная чистовыми помещениями и самым высокотехнологичным оборудованием. Был создан испытательный комплекс, включающий в себя 60-метровую вакуумную камеру, позволяющую создавать квазипараллельный поток рентгеновского излучения. Здесь для телескопа ART-XC были испытаны и откалиброваны двухсторонние стриповые детекторы из теллурида кадмия вместе с рентгеновскими зеркальными системами. Михаил Николаевич смог создать сплоченный коллектив ученых и инженеров и своей кипучей энергией зажечь и вдохновить его на эффективную работу по проекту. Он все время торопился, интересовался и вникал во все, что делалось, от начала до конца. Удивительно, но телескоп ART-XC под руководством М.Н. Павлинского был изготовлен, полностью испытан и поставлен в НПО им. С.А. Лавочкина для размещения на платформе спутника даже раньше, чем телескоп eROSITA, созданный специалистами Института внеземной физики Общества им. Макса Планка, уже имевшими большой опыт создания зеркальных рентгеновских телескопов.

Это было непросто, приходилось испытывать давление с разных сторон, и проблемы были не только финансовые. Как заместитель научного руководителя, Михаил Николаевич внес решающий вклад в успешную реализацию всей миссии “Спектр-РГ”, вплоть до запуска спутника на орбиту 13 июля 2019 г. и на этапе его последующего долгого полета в точку Лагранжа L2 системы Солнце-Земля. Помимо создания и согласования работы приборов и оборудования самой обсерватории он много сделал для наземной поддержки ее наблюдений. Он подключился к работам по установке в Турции 1.5-метрового оптического телескопа PTT-150, изготовленного в ЛОМО по заказу Казанского университета, способствовал его оснащению, вводу в строй и адаптации для удаленной работы. Для оснащения

1.6-метрового телескопа АЗТ-ЗЗИК Саянской обсерватории он добился финансирования работ по созданию уникального спектрометра среднего и низкого разрешения, оказавшегося крайне важным при сопровождении программы исследований обсерватории “Спектр-РГ” в рентгеновском диапазоне наземными оптическими наблюдениями. Эти телескопы сейчас активно используются для отождествления рентгеновских источников, открытых обсерваторией “Спектр-РГ”, и измерения их красных смещений. В ИКИ РАН под руководством М.Н. Павлинского был создан и оснащен Центр научных данных обсерватории.

В проект “Спектр-РГ” М.Н. Павлинский вложил все свои силы, все нервы без остатка. Его упорство, врожденное чувство лидера, победителя помогли ему преодолеть все препятствия на пути к реализации проекта, не смогли только преодолеть болезнь. Неумная энергия Михаила Николаевича не давала ему успокоиться даже после того, как он узнал о своем тяжелом диагнозе. До самого последнего дня он играл ведущую роль в планировании наблюдений, летной калибровке телескопа ART-XC, обработке и интерпретации полученных результатов. Он радовался “первому свету”, который зарегистрировал его телескоп, и успел увидеть полученную телескопом первую карту всего неба.

Созданный благодаря настойчивости, бескомпромиссности, знаниям и опыту Михаила Николаевича первый в России рентгеновский телескоп с зеркалами косоугольного падения ART-XC обсерватории “Спектр-РГ” блестяще работает сейчас в дальнем космосе, на расстоянии более 1.5 миллионов километров от Земли, продолжая собирать и уточнять, как мозаику, самую чувствительную карту неба в жестком рентгеновском диапазоне, открывая новые уникальные рентгеновские источники и накапливая другую бесценную научную информацию. Для увековечивания памяти о Михаиле Николаевиче астрономы и астрофизики России, инженеры, участвовавшие в создании телескопа, решили в дальнейшем называть его “Телескопом им. М.Н. Павлинского (ART-XC)”.

Отдавая все силы проекту “Спектр-РГ”, М.Н. Павлинский мечтал о новых проектах в области рентгеновской астрономии. И не просто мечтал. На разных стадиях разработки и реализации находятся инициированные им проекты MBN,

MBN-2, рентгеновский телескоп для проекта “Гамма-400”. Михаил Николаевич был широко востребован как ведущий эксперт в области рентгеновской астрономии и космического приборостроения — был членом Совета РАН по космосу и секции “Внеатмосферная астрономия” этого Совета, членом Научного совета по астрономии РАН, членом редколлегии журнала “Experimental Astronomy”, членом диссертационных советов ИКИ РАН и ИНАСАН, входил в программные комитеты международных конференций “SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation” и “SPIE Optical Engineering + Applications”. Он автор более 300 научных публикаций, в том числе многих публикаций в журнале “Письма в Астрономический журнал”.

Михаил Николаевич был оптимистичным и жизнерадостным человеком. Это подкреплялось его огромной жизненной энергией, с которой он принимался решать возникающие проблемы. Независимо от их сложности, он подходил к ним легко и непринужденно. Шутил, увлекал собственным примером, убеждал, спорил, доказывал, провоцировал коллег на самостоятельные действия, но при этом поддерживал и защищал в случае ошибок и неудач.

Михаил Николаевич Павлинский ушел победителем, осуществившим свою мечту. Он навсегда останется в наших сердцах, а его имя в истории науки. Светлая ему память.

*В.А. Арефьев, В.Е. Бабышкин, И.Ф. Бикмаев, М.В. Бунтов, Р.А. Буренин, А.М. Быков, А.В. Вихлинин, М.Р. Гильфанов, А.Г. Глушенко, С.А. Гребенев, С.В. Григорович, Л.М. Зеленый, О.И. Кораблев, Р.А. Кривонос, И.Ю. Лапшов, В.В. Левин, И.В. Ломакин, Е.А. Лупян, А.А. Лутовинов, Ю.Э. Любарский, М.Л. Маркевич, И.А. Мереминский, С.В. Мольков, В.Н. Назаров, Р.Р. Назиров, Б.С. Новиков, А.А. Петрукович, К.А. Постнов, П. Предель, С.Ю. Сазонов, Н.А. Сахибуллин, А.Н. Семена, Н.П. Семена, А.А. Старобинский, Р.А. Сюняев, А.Ю. Ткаченко, А.М. Черепашук, И.В. Чулков, Е.М. Чуразов, Б.М. Шустов, Н.А. Эйсмонт.*