

Том 49, Номер 3

ISSN 0320-0108

Март 2023



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 3, 2023

Хроматическое послесвечение гамма-всплеска GRB 200829A

*Н. С. Панков, А. С. Позаненко, П. Ю. Минаев, С. О. Белкин, А. А. Вольнова,
И. В. Рева, А. В. Серебрянский, М. А. Кругов, С. А. Нароенков, А. О. Новицонко,
А. А. Жорниченко, В. В. Румянцев, К. А. Антонюк, Ш. А. Эгамбердиев,
О. А. Бурхонов, Е. В. Клиунко, А. С. Москвитин, И. Е. Молотов, Р. Я. Инасаридзе*

157

Определение скорости вращения спирального узора Галактики по трем выборкам звезд

В. В. Бобылев, А. Т. Байкова

187

Поперечный адиабатический инвариант и яркостная температура релятивистских джетов

В. С. Бескин, Т. И. Халилов, В. И. Парьев

197

Оптическое исследование поляра ВМ СгВ в низком состоянии

*А. И. Колбин, Н. В. Борисов, А. Н. Буренков, О. И. Спиридонова,
И. Ф. Бикмаев, М. В. Сусликов*

208

Высокоточные астрометрические наблюдения космической обсерватории СРГ на РТТ-150
для контроля коррекции орбиты

И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев

221

Памяти Владимира Сергеевича Имшенника (27.09.1928–07.02.2023)

232

ХРОМАТИЧЕСКОЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА GRB 200829A

© 2023 г. Н. С. Панков^{1,2*}, А. С. Позаненко^{2,1}, П. Ю. Минаев^{2,3},
С. О. Белкин^{1,2}, А. А. Вольнова², И. В. Рева⁴, А. В. Серебрянский⁴,
М. А. Кругов⁴, С. А. Нароенков⁵, А. О. Новичонок⁶, А. А. Жорниченко⁶,
В. В. Румянцев⁷, К. А. Антонюк⁷, Ш. А. Эгамбердиев⁸, О. А. Бурхонов⁸,
Е. В. Клунко⁹, А. С. Москвитин¹⁰, И. Е. Молотов¹¹, Р. Я. Инасаридзе¹²

¹Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

⁴Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

⁵Институт астрономии РАН, Москва, Россия

⁶Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия

⁷Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

⁸Астрономический институт им. Улугбека, Ташкент, Узбекистан

⁹Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

¹⁰Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

¹¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

¹²Грузинская национальная астрофизическая обсерватория им. Евгения Харадзе,
Абастумани, Грузия

Поступила в редакцию 23.11.2022 г.

После доработки 20.03.2023 г.; принята к публикации 21.03.2023 г.

Представлены результаты анализа многоволновых наблюдений длинного космического гамма-всплеска GRB 200829A. Красное смещение всплеска $z \approx 1.29 \pm 0.04$ определено фотометрическим методом на стадии послесвечения. В гамма-диапазоне событие является одним из самых ярких (в изотропном эквиваленте) $E_{\text{iso}} \gtrsim 10^{54}$ эрг. Многоцветная кривая блеска послесвечения GRB 200829A характеризуется хроматизмом и наличием плато, плавно переходящего в степенное падение потока, которое можно также интерпретировать как квазисинхронную неоднородность (вспышку). Мы предполагаем, что наличие хроматической неоднородности в послесвечении не противоречит теории структурированного джета.

Ключевые слова: гамма-всплески, послесвечение, фотометрические наблюдения, оптические транзисты.

DOI: 10.31857/S0320010823030051, **EDN:** CRQNJF

ВВЕДЕНИЕ

Космологическая природа гамма-всплесков, предложенная в начале их исследований (Прилуцкий, Усов, 1975; Пачинский, 1986), подтверждена измерением красного смещения. Медианное значение красного смещения для длинных всплесков составляет $z_{\text{med}} = 1.67$ (см., например, Дайгн и др.,

2006; Цветкова и др., 2017, 2021). При этом доля событий с непосредственно измеренным красным смещением, методом оптических спектральных наблюдений составляет $\sim 5\%$ от общего числа событий (Канеко и др., 2006; Бутлер и др., 2007; Лин и др., 2016; фон Кинлин и др., 2020). Известны другие методы оценки z , например, моделирование фотометрических значений послесвечения (Шади и др., 2010), спектральный или фотометрический метод моделирования широкополосных спектров

*Электронный адрес: npankov@hse.ru

родительской галактики (см., например, Вольнова и др., 2014).

Длинные гамма-всплески ассоциируют с коллапсом ядра массивных звезд (Колгейт, 1968; Бисноватый-Коган и др., 1975; Вусли, 1993; Пачинский, 1998) и у $\sim 10\%$ событий, как правило, обнаруживают сверхновую (СН), например, SN 1998bw, SN 2003dh, SN 2013dx и GRB 181201A (Ванг и др., 1998; Вусли и др., 1999; Маццали и др., 2003; Вольнова и др., 2017; Белкин и др., 2020). Однако обнаружить сверхновую у гамма-всплесков на $z \gtrsim 1$ сложно, так как она становится слишком тусклой. Самая далекая сверхновая от гамма-всплесков зарегистрирована у GRB 000911 на $z = 1.06$ (Лаццати и др., 2003; Мазетти и др. 2005).

Хроматизм кривых блеска послесвечения в оптическом и рентгеновском диапазонах, обнаруженный, например, для GRB 050525A (Оатес и др., 2011; Ресми и др., 2012), GRB 130831A (де Паскуаль и др., 2016), не объясняется стандартной моделью послесвечения (Сари и др., 1999; Пиран, 2004; Кумар, Жанг, 2015). Кривая блеска послесвечения в стандартной модели монотонно (степенным образом с показателем, близким к единице) и синхронно падает в оптическом и рентгеновском диапазонах. Хроматизм объясняют, например, с помощью модели структурированного джета, в которой излучение в оптическом и рентгеновском диапазонах одновременно наблюдается из разных областей джета с различным лоренц-фактором (Бениамини и др., 2020; Ламб и др., 2021; Дюке и др., 2022). Возможность существования структурированного джета была показана в численных расчетах (см., например, Комиссаров и др., 2009).

При этом вспышка в рентгеновском диапазоне может повторять вспышку в активной фазе всплеска, но с меньшей амплитудой и энергией (Дюке и др., 2022). Наличие плато на кривой блеска также связывают с небольшим начальным лоренц-фактором джета ($\langle \Gamma_0 \rangle \sim 51$, см. Дерели и др., 2022) или формированием магнитара с магнитным полем $B \sim 10^{15} - 10^{16}$ Г (де Паскуаль и др., 2007; Мещгер и др., 2011; Роулинсон и др., 2011). Корреляция между длительностью рентгеновского плато и светимостью всплесков в рентгеновском диапазоне найдена в работах (Дайнутти и др., 2008, 2021, 2022).

Эволюцию представлений о гамма-всплесках и актуальные обзоры можно найти, например, в работах (Розенталь и др., 1983; Лучков и др., 1996; Постнов, 1999; Леван и др., 2018; Позаненко и др., 2021; Ю и др., 2022).

Начало массовому исследованию гамма-всплесков в гамма-, рентгеновском и оптическом диапазонах положила обсерватория Swift (Хилл и др., 2006). GRB 200829A — один из

ярких гамма-всплесков, зарегистрированных этой обсерваторией. Многоволновая кривая блеска раннего послесвечения данного всплеска имеет две неоднородности: плато и хроматическую вспышку. Плато может быть связано с образованием неустойчивого магнитара с сильным магнитным полем. Хроматизм вспышки, вероятно, возникает при наблюдении разных зон джета в рентгеновском и оптическом диапазонах, ближе и дальше от оси джета соответственно.

Статья организована следующим образом. Сначала приведены результаты наблюдений космических обсерваторий, в которых был обнаружен гамма-всплеск, а также первых наземных наблюдений его оптического послесвечения. Далее представлены результаты обработки данных, полученных космическими гамма-телескопами в активной фазе всплеска. GRB 200829A — один из самых мощных в предположении изотропного излучения гамма-всплесков в диапазоне 1 кэВ–10 МэВ. В следующем разделе исследованы данные наблюдений послесвечения в оптическом и рентгеновском диапазонах, и построены кривые блеска. Их совместный анализ показал наличие плато и хроматической неоднородности в раннем послесвечении. Затем приведены процедура и оценка красного смещения, полученная с помощью моделирования многоцветных данных раннего послесвечения в оптическом и рентгеновском диапазонах. Оценка красного смещения GRB 200829A составила $z = 1.29 \pm 0.04$. Далее следуют результаты обнаружения и анализа наблюдений родительской галактики. Получены оценки параметров поглощения, темпа звездообразования и массы родительской галактики GRB 200829A, не противоречащие параметрам других родительских галактик длинных гамма-всплесков. В следующем разделе приведены результаты анализа хроматической неоднородности и плато на кривой блеска. Оценки физических параметров не противоречат теории структурированного джета (Бениамини и др., 2020; Ламб и др., 2021; Дюке и др., 2022) как причины хроматизма. Момент окончания плато и изотропная энергия в диапазоне 0.3–10 кэВ находятся в согласии с корреляцией, представленной Дайнутти и др. (2008, 2021, 2022). В заключительном разделе систематизированы результаты наблюдений и их анализа.

Фотометрическое расстояние D_L в данной работе вычислено с использованием Λ CDM модели Вселенной со следующими космологическими параметрами: $H_0 = 69.6 \pm 0.7$ км с $^{-1}$ Мпк $^{-1}$, $\Omega_m = 0.286 \pm 0.008$, $\Omega_\Lambda = 0.714 \pm 0.008$ (Беннетт и др., 2014). Статистические ошибки приведены на уровне значимости 1σ (66.7%), если не сказано иное.

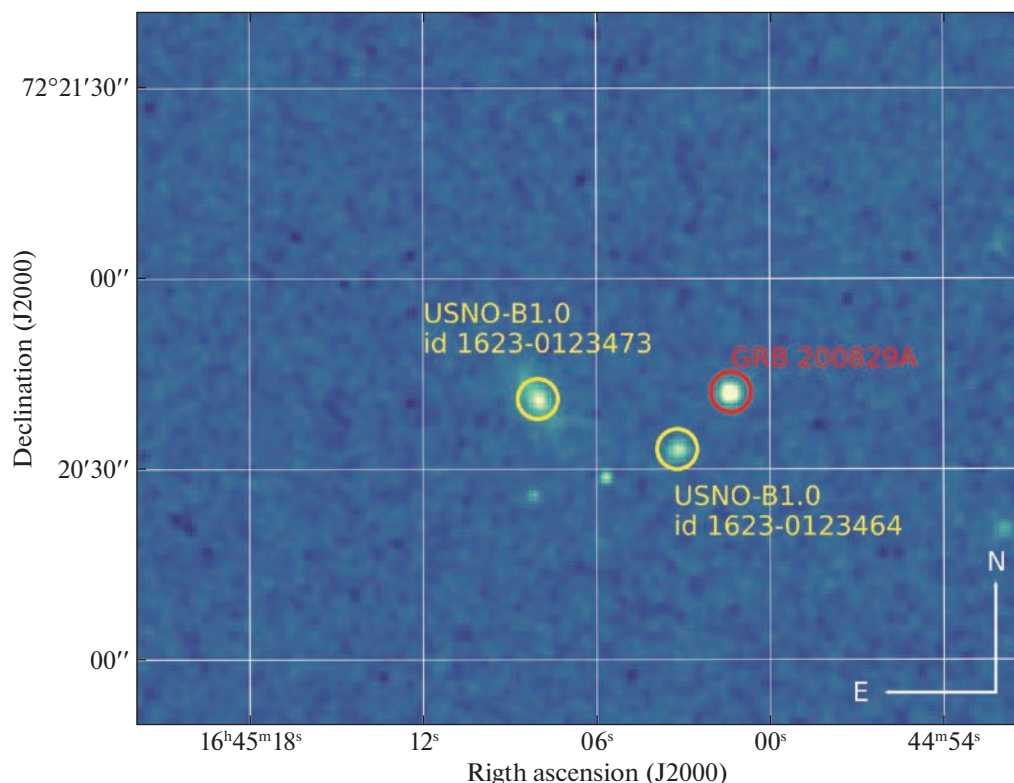


Рис. 1. Изображение поля GRB 200829A (выделен красным кружком), полученное ТШАО Цейсс-1000 29 августа 2020 г. в 14:49:05 UT. Каталогизированные объекты USNO-B1.0 обозначены желтыми кружками и подписаны на рисунке. На изображении север вверху, восток — слева.

НАБЛЮДЕНИЯ

Регистрация и первые наблюдения

GRB 200829A зарегистрирован как яркий гамма-всплеск длительностью ~ 30 с инструментом BAT на борту космической обсерватории Swift, сообщение о регистрации было разослано через систему автоматического оповещения GCN/TAN (Сигель и др., 2020).

Обсерваторией Swift был обнаружен и рентгеновский компонент GRB 200829A с помощью телескопа XRT (0.3–10 кэВ). Рентгеновский источник был найден 29 августа 2020 г. в 14:01:43.1 UT, т.е. через 128.7 с после триггера BAT в $27'$ от центра области локализации гамма-компонента (Сигель и др., 2020, Гоад и др., 2020).

Практически сразу после XRT поле GRB 200829A начал наблюдать ультрафиолетовый/оптический телескоп UVOT/Swift. Он обнаружил яркое оптическое послесвечение с блеском $white = 14.28 \pm 0.14$ (Сигель и др., 2020) в координатах (J2000) R.A. = 16:44:49.14, Dec. = $+72:19:45.63$ со статистической ошибкой $\pm 0.35''$ (на уровне 90%, Куин и др., 2020). В последующих

наблюдениях UVOT источник продолжил затухать (Куин и др., 2020).

Наземные наблюдения

Наземные оптические наблюдения затухающего послесвечения GRB 200829A начались через ~ 1 ч после триггера BAT (Позаненко и др., 2020) на 1-м телескопе Цейсс-1000 Тянь-Шаньской астрономической обсерватории (ТШАО), входящей в сеть GRB-IKI-FuN (Вольнова и др., 2021). Через час после триггера блеск источника составил $R = 16.8 \pm 0.1$ на единичном изображении (рис. 1) с экспозицией 60 с.

Наблюдения в течение 2.83 ч, начиная с 2022-09-28 14:49:05 UT, на телескопе Цейсс-1000 в ТШАО позволили построить детальную кривую блеска с временным разрешением около 60 с в фильтре R . Дополнительно использованы другие инструменты сети GRB-IKI-FuN для наблюдения затухающего послесвечения. Так, наблюдения телескопом RC-36 обсерватории Китаб проводились без фильтра квазисинхронно с ТШАО. Начиная с 2020-08-29 17:25 UT, к наблюдениям присоединились телескопы на Крымском полуострове: Цейсс-1000 в обсерватории на г. Кошка в фильтрах R и

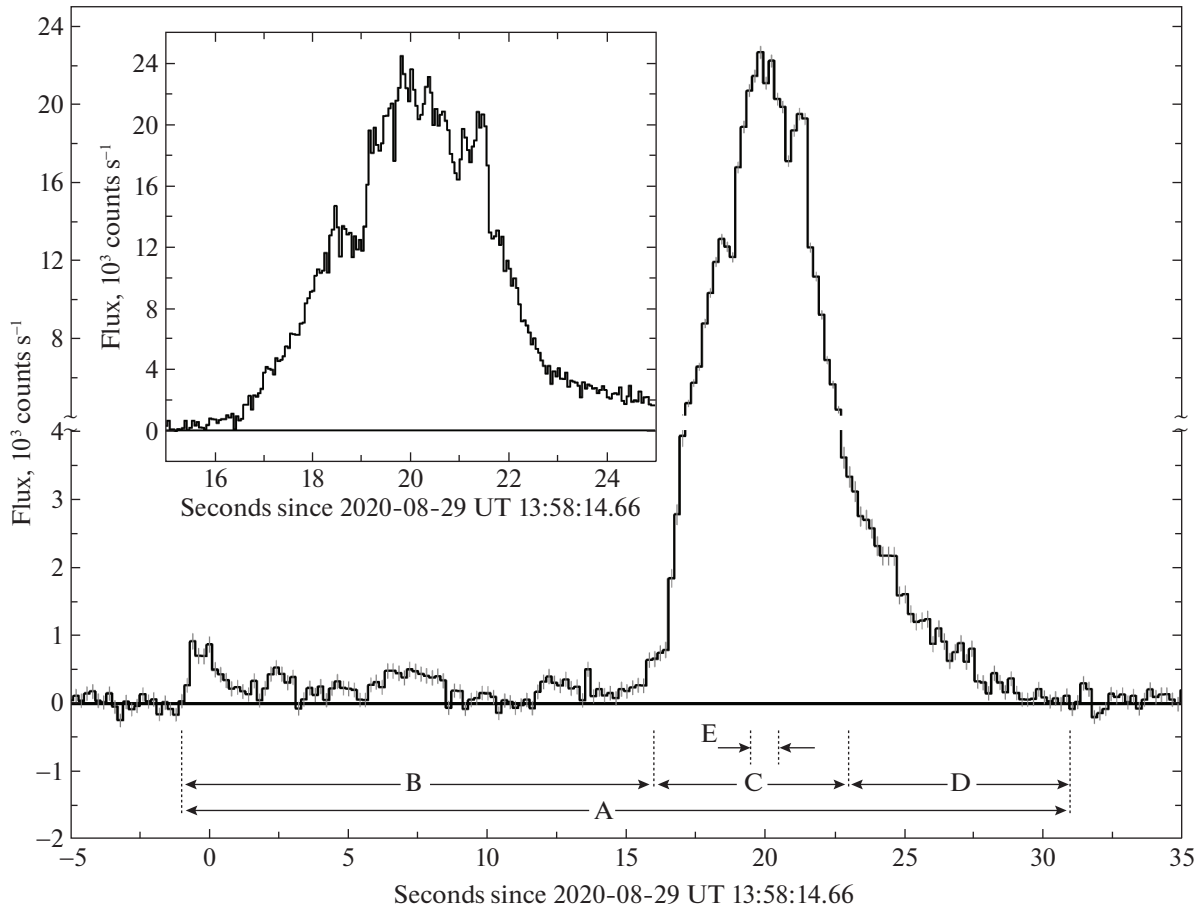


Рис. 2. Кривая блеска GRB 200829A в энергетическом диапазоне 7–850 кэВ с временным разрешением 0.5 с (по данным GBM/Fermi). По вертикальной оси — наблюдаемый поток, выраженный в количестве отсчетов за 1 с за вычетом модели фона, по горизонтальной оси — время относительно срабатывания триггера GBM/Fermi, выраженное в секундах. Ошибки значений потока показаны на уровне 1σ . Вертикальные пунктирные линии отражают границы интервалов, использованных в спектральном анализе (см. табл. 1). На врезке — кривая блеска основного эпизода с временным разрешением 0.05 с.

I, АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории (КраО) в фильтре *R*. Благодаря скоординированной работе нескольких телескопов построена подробная кривая блеска за 12 ч наблюдений. Через сутки после триггера оптический транзистент наблюдался телескопом AS-32 Абастуманской астрофизической обсерватории (АбАО) в фильтре *R* и телескопами Цейсс-1000 (г. Кошка и САО РАН в фильтрах *R*, *I*). А также получены верхние пределы на третьи и пятые сутки в наблюдениях телескопом АЗТ-ЗЗИК обсерватории ИСЗФ СО РАН (пос. Монды) в фильтре *R*. Когда послесвечение уже не могло наблюдаться другими телескопами вследствие падения блеска источника $R \gtrsim 22.5$, использован АЗТ-22 Майданакской астрономической обсерватории (МАО). МАО расположена в уникальном климатическом регионе, благодаря чему качество изображения (угловое разрешение)

здесь достигает $0''.7$. Всего было получено четыре глубоких верхних предела в фильтре *R*: три в период с 13 до 45 сут после всплеска.

АКТИВНАЯ ФАЗА (ГАММА-ДИАПАЗОН)

Анализ данных GBM/Fermi

В анализе GRB 200829A мы использовали общедоступные данные эксперимента Fermi GBM¹.

Кривая блеска. Кривая блеска в энергетическом диапазоне 7–850 кэВ, построенная по данным наиболее освещенных источником GRB 200829A детекторов NaI₀₄ и NaI₀₈ эксперимента GBM/Fermi, представлена на рис. 2. Кривую блеска можно условно разделить на два эпизода

¹<http://legacy.gsfc.nasa.gov/fermi/data/>

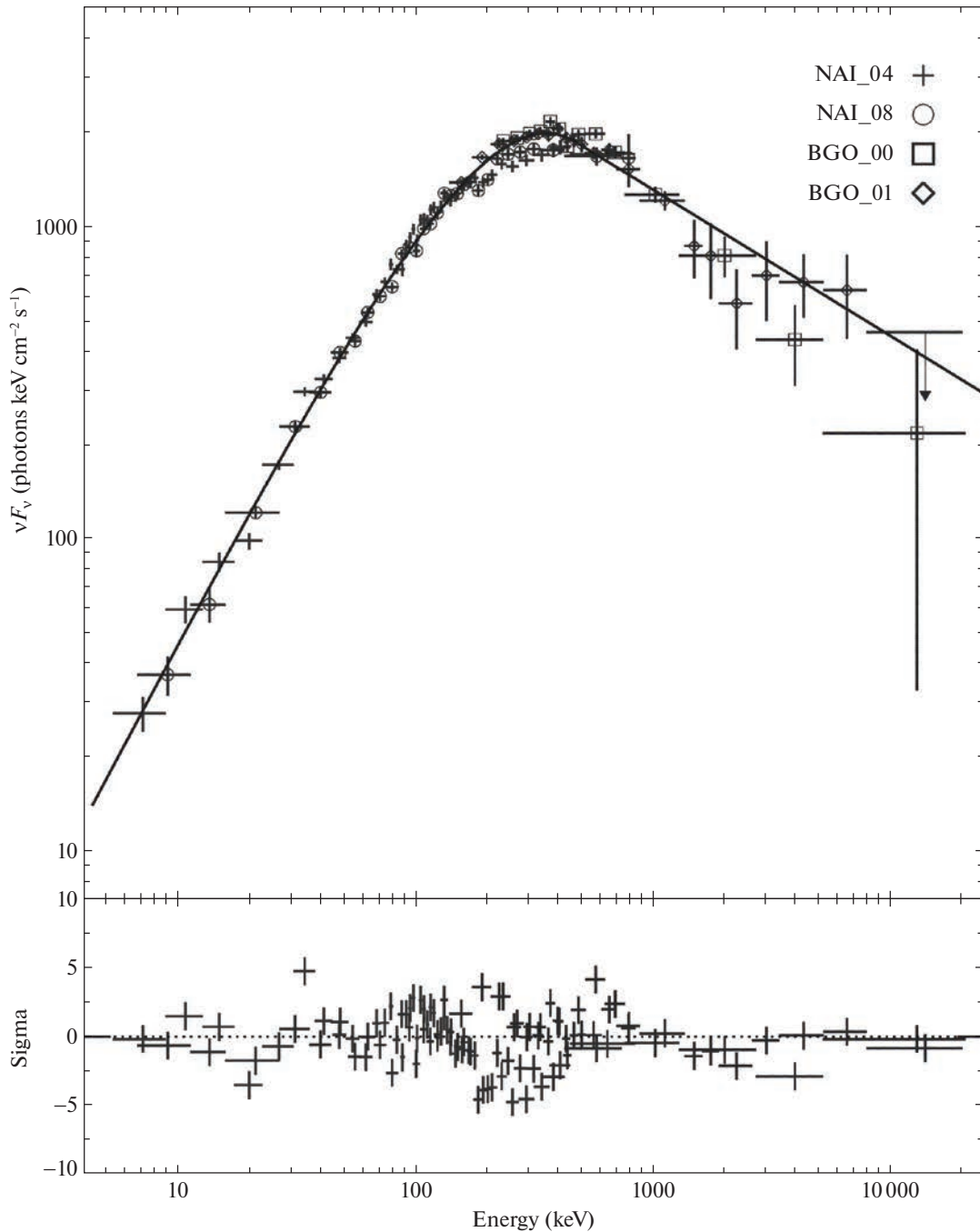


Рис. 3. Энергетический спектр νF_ν гамма-всплеска GRB 200829A, построенный по данным детекторов NaI₀₄, NaI₀₈, BGO₀₀, BGO₀₁ эксперимента GBM/Fermi во временном интервале $A = (-1, 31)$ с относительно триггера, охватывающий активную фазу гамма-всплеска (верхняя часть рисунка). Гладкой кривой показана аппроксимация спектра степенной моделью с изломом (Бэнд и др., 1993). В нижней части — отклонение спектральной модели от экспериментальных данных, выраженное в единицах стандартных отклонений.

активности примерно равной длительности — тусклый начальный и основной яркий. Общая длительность гамма-излучения GRB 200829A в эксперименте GBM/Fermi составляет более 30 с, при этом формальные параметры длительности $T_{90} = 8.4 \pm 0.1$ с и $T_{50} = 2.5 \pm 0.1$ с (Кошут и др., 1996) охватывают лишь наиболее яркую

часть основного эпизода. Полученные значения характеризуют GRB 200829A как длинный всплеск (тип II, коллапсар) (см., например, Коувелитоу и др., 1993; Минаев и др., 2010б; Минаев, Позаненко, 2017).

Как видно на рис. 2, и начальный, и основной эпизоды всплеска имеют сложную структуру, состоящую из большого числа перекрываю-

Таблица 1. Результаты спектрального анализа GRB 200829A в гамма-диапазоне по данным GBM/Fermi

Интервал (с) ^a	Спектр. модель ^b	α	β	E_p^c , кэВ	Fluence ^d , 10 ⁻⁵ эрг см ⁻²	E_{iso}^e , 10 ⁵³ эрг	EH^f
A = (-1, 31)	Band	-0.552 ± 0.014	-2.468 ± 0.026	357 ± 5	22.17 ± 0.08	13.02 ± 0.13	0.45
B = (-1, 16)	CPL	-1.23 ± 0.10	—	249 ± 37	0.68 ± 0.04	0.323 ± 0.025	1.42
C = (16, 23)	Band	-0.392 ± 0.013	-2.477 ± 0.016	363 ± 4	20.55 ± 0.06	12.16 ± 0.08	0.47
D = (23, 31)	Band	-0.89 ± 0.10	-2.30 ± 0.09	136 ± 13	1.189 ± 0.026	0.66 ± 0.04	0.57
E = (19.5, 20.5)	Band	-0.333 ± 0.023	-2.288 ± 0.020	393 ± 8	6.011 ± 0.033	3.88 ± 0.04	0.79

^a Временной интервал относительно времени срабатывания триггера GBM/Fermi.

^b CPL — степенная модель с экспоненциальным завалом, Band — степенная модель с изломом (Бэнд и др., 1993).

^d Энергетический поток в диапазоне (10, 1000) кэВ в системе наблюдателя.

^e Изотропный эквивалент полной энергии в диапазоне (1, 10 000) кэВ в системе источника ($z = 1.29 \pm 0.04$, см. далее).

^f Классификационный параметр EH (формула (2)).

щихся импульсов, параметры которых в связи с этим восстановить не представляется возможным. Вследствие эффекта суперпозиции импульсов анализ спектральной эволюции методом кросс-корреляционного анализа для этого всплеска лишен смысла (см., например, Минаев и др., 2014).

Спектральный анализ. Для построения и аппроксимации энергетических спектров использовался программный пакет RMfit v4.3.2, специально разработанный для анализа данных GBM обсерватории Fermi². Методика спектрального анализа, в том числе выбор оптимальной спектральной модели, аналогична использованной в работе (Грубер и др., 2014). Энергетические спектры анализировались по данным наиболее освещенных детекторов NaI₀₄, NaI₀₈, BGO₀₀, BGO₀₁.

Мы проанализировали энергетический спектр GRB 200829A в пяти различных временных интервалах (рис. 2). Интервал A соответствует интегральному спектру события, интервал B — начальному тусклому эпизоду, C — основной части основного эпизода, D — стадии затухания основного эпизода, E — области максимума в кривой блеска (пиковый поток на масштабе 1 с).

Энергетический спектр всех исследованных компонентов GRB 200829A неудовлетворительно описывается как простой степенной моделью, так и тепловой моделью, оптимальная модель — степенная с экспоненциальным завалом (CPL) или степенная с изломом (Бэнд и др., 1993). Результаты спектрального анализа (параметры оптимальных спектральных моделей) представлены в табл. 1.

На рис. 3 в качестве примера показан интегральный энергетический спектр, аппроксимированный степенной моделью с изломом (Бэнд и др., 1993) и параметром $E_p = 357 \pm 5$ кэВ, характеризующим положение максимума в энергетическом спектре νF_ν . Полученные значения параметров энергетического спектра для всех исследованных компонентов кривой блеска являются типичными для гамма-всплесков (см., например, Грубер и др., 2014). На рис. 3 видно, что разброс точек относительно модели является достаточно большим. Это, по-видимому, связано со систематическими эффектами (например, неточные матрицы отклика и кросс-калибровка детекторов), возникающими при восстановлении фотонного спектра программным пакетом RMfit v4.3.2.

Корреляция $E_{p,i} - E_{\text{iso}}$. Гамма-всплески характеризуются множеством корреляций между различными наблюдаемыми параметрами. Одна из наиболее известных связывает изотропный эквивалент полной энергии, выделившейся в энергетическом диапазоне 1 кэВ–10 МэВ, E_{iso} , с положением экстремума (максимума) в энергетическом спектре νF_ν в системе источника всплеска, $E_{p,i}$ (Амати и др., 2002). Природа корреляции до сих пор является предметом обсуждения. Одно из возможных объяснений подразумевает эффекты угла зрения: чем меньше угол между линией источник-наблюдатель и осью джета, тем более ярким и спектрально жестким будет гамма-всплеск (Эйхлер, Левинсон, 2004; Левинсон, Эйхлер, 2005; Позаненко и др., 2018).

Параметр E_{iso} вычисляется по формуле (1), где F — флюенс (интегральный по времени поток)

²<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/rmfit/>

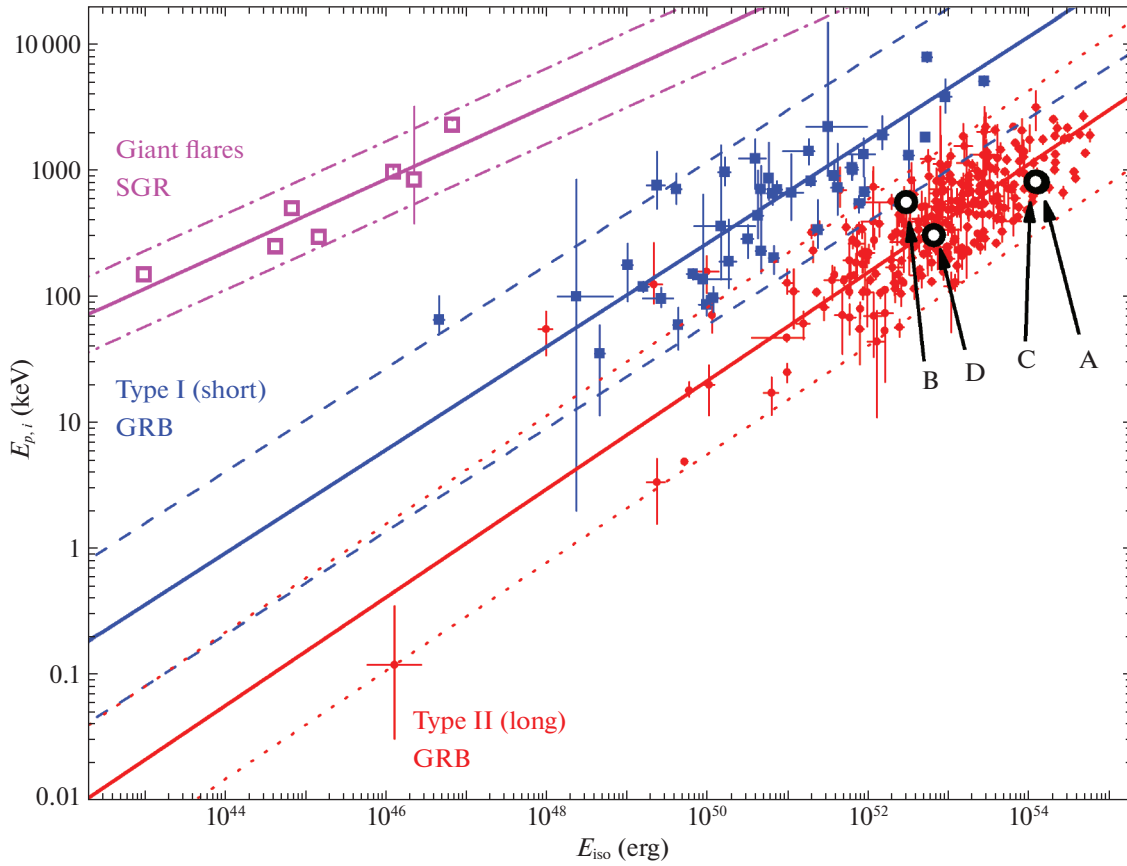


Рис. 4. Диаграмма $E_{p,i}-E_{iso}$ для гамма-всплесков типа I (синие квадраты), типа II (красные кружки), а также гигантских вспышек источников SGR (розовые незаполненные квадраты) с соответствующими результатами аппроксимации (сплошные линии), а также 2σ областями корреляции (штриховые линии). Черными незаполненными кружками показано положение GRB 200829A и его отдельных эпизодов (см. табл. 1).

в диапазоне 1 кэВ–10 МэВ в системе источника всплеска, D_L —фотометрическое расстояние до источника, z —его красное смещение. Соответствующие значения параметра E_{iso} для гамма-всплеска GRB 200829A были вычислены с использованием значения красного смещения $z = 1.29 \pm 0.04$ и указаны в табл. 1. Для оценки флюенса в диапазоне 1 кэВ–10 МэВ использовалась экстраполяция спектральной модели в области низких энергий (ниже 6 кэВ в системе наблюдателя)

$$E_{iso} = \frac{4\pi D_L^2 F}{1+z}. \quad (1)$$

На рис. 4 представлена диаграмма $E_{p,i}-E_{iso}$ для одной из наиболее полных выборок из 317 гамма-всплесков с известным красным смещением и определенным параметром $E_{p,i}$, опубликованной в работах (Минаев, Позаненко, 2020б, 2021), а также для 7 гигантских вспышек источников мягкого повторяющегося гамма-излучения (SGR), корреляция $E_{p,i}-E_{iso}$ для которых была

впервые обнаружена в работе (Минаев, Позаненко, 2020а).

Гамма-всплеск GRB 200829A занимает на диаграмме $E_{p,i}-E_{iso}$ типичное для длинных (тип II) гамма-всплесков положение, будучи при этом одним из наиболее ярких всплесков с $E_{iso} > 10^{54}$ эрг. Отдельные эпизоды всплеска также расположены в области корреляции длинных всплесков.

Диаграмма $T_{90,i}-EH$. Корреляция $E_{p,i}-E_{iso}$ может быть также использована для классификации гамма-всплесков, поскольку область корреляции гамма-всплесков типа I (коротких) находится выше области корреляции всплесков типа II (длинных), при этом корреляция для обоих типов гамма-всплесков описывается степенным законом с единым показателем степени $\alpha = -0.4$ (Минаев, Позаненко, 2020а,б). Для этой цели в работе (Минаев, Позаненко, 2020б) введен параметр EH (формула (2)), характеризующий положение гамма-всплеска на диаграмме $E_{p,i}-E_{iso}$. Гамма-всплески типа I по сравнению с гамма-всплесками

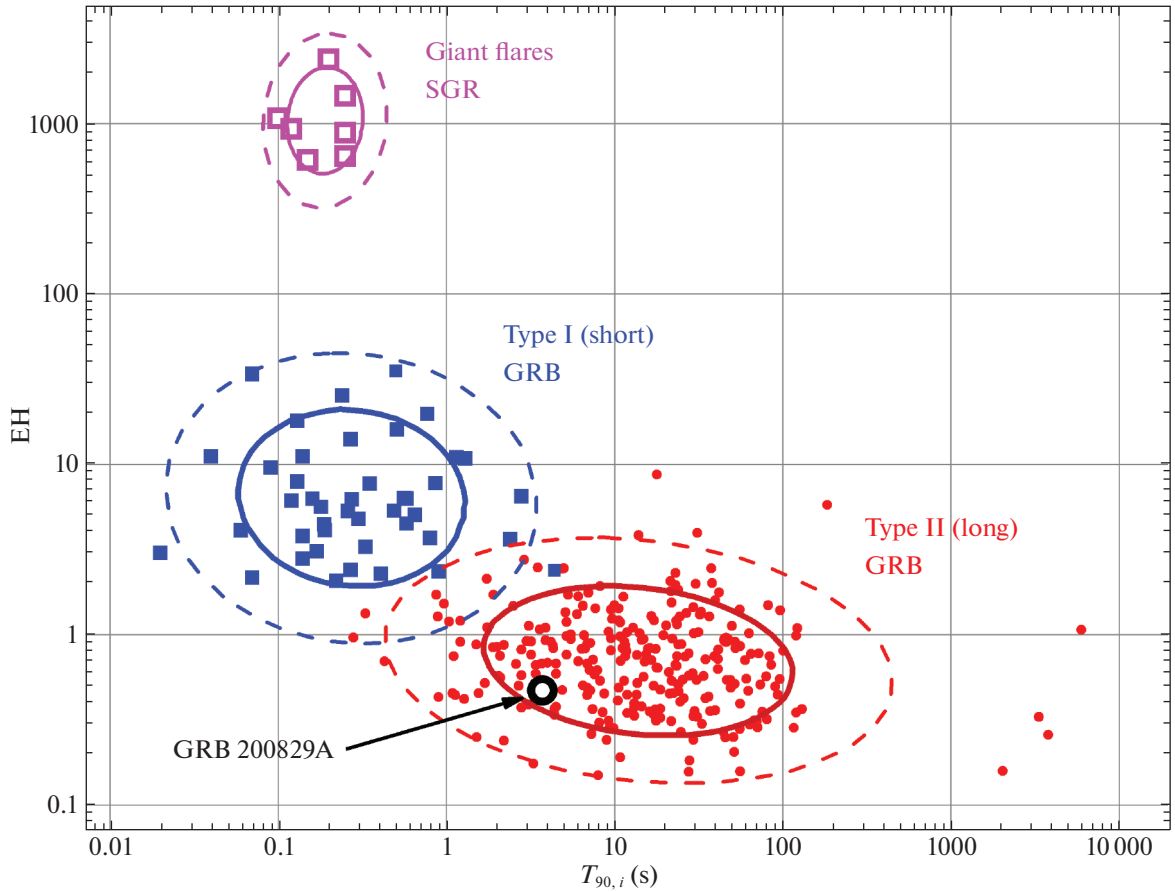


Рис. 5. Диаграмма $T_{90,i}$ – EH для гамма-всплесков типа I (синие квадраты), типа II (красные кружки) и гигантских вспышек SGR (розовые незаполненные квадраты) с соответствующими результатами кластерного анализа (1σ и 2σ области кластеров показаны жирными сплошными и тонкими штриховыми кривыми). Черным незаполненным кружком показано положение GRB 200829A.

типа II обладают большей жесткостью спектра $E_{p,i}$ при меньшем значении полной энергии E_{iso} , и, как следствие, большим значением параметра EH :

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

Наиболее эффективный метод классификации гамма-всплесков предполагает совместный анализ параметра EH и параметра длительности $T_{90,i}$, измеренного в системе отсчета источника (Минаев, Позаненко, 2020а,б, 2021). На рис. 5 представлена диаграмма $T_{90,i}$ – EH для 317 гамма-всплесков и 7 гигантских вспышек SGR из работ (Минаев, Позаненко, 2020а,б, 2021), которая обеспечивает наилучшее разделение на кластеры соответствующих типов транзиентов (наименьшую область пересечения) среди известных систем классификации.

Исследуемый гамма-всплеск GRB 200829A находится внутри 1σ области кластера вспышек типа II (длинных), хотя и имеет относительно небольшое значение параметра длительности $T_{90,i} = 3.7$ с,

соответствующего области пересечения распределений по длительности для классов длинных и коротких вспышек, подчеркивая устойчивость системы классификации методом диаграммы $T_{90,i}$ – EH . Значение параметра EH для GRB 200829A и его отдельных эпизодов указано в табл. 1.

Анализ данных BAT/Swift

Как было показано выше, GRB 200829A характеризуется достаточно жестким энергетическим спектром со значением параметра $E_p > 350$ кэВ, находящимся за пределами эффективного диапазона чувствительности телескопа BAT/Swift, составляющего (15, 150) кэВ. Поэтому в данном разделе, посвященном анализу вспышки по данным BAT/Swift, мы ограничились исследованием лишь его кривой блеска.

В качестве источника данных использован об-

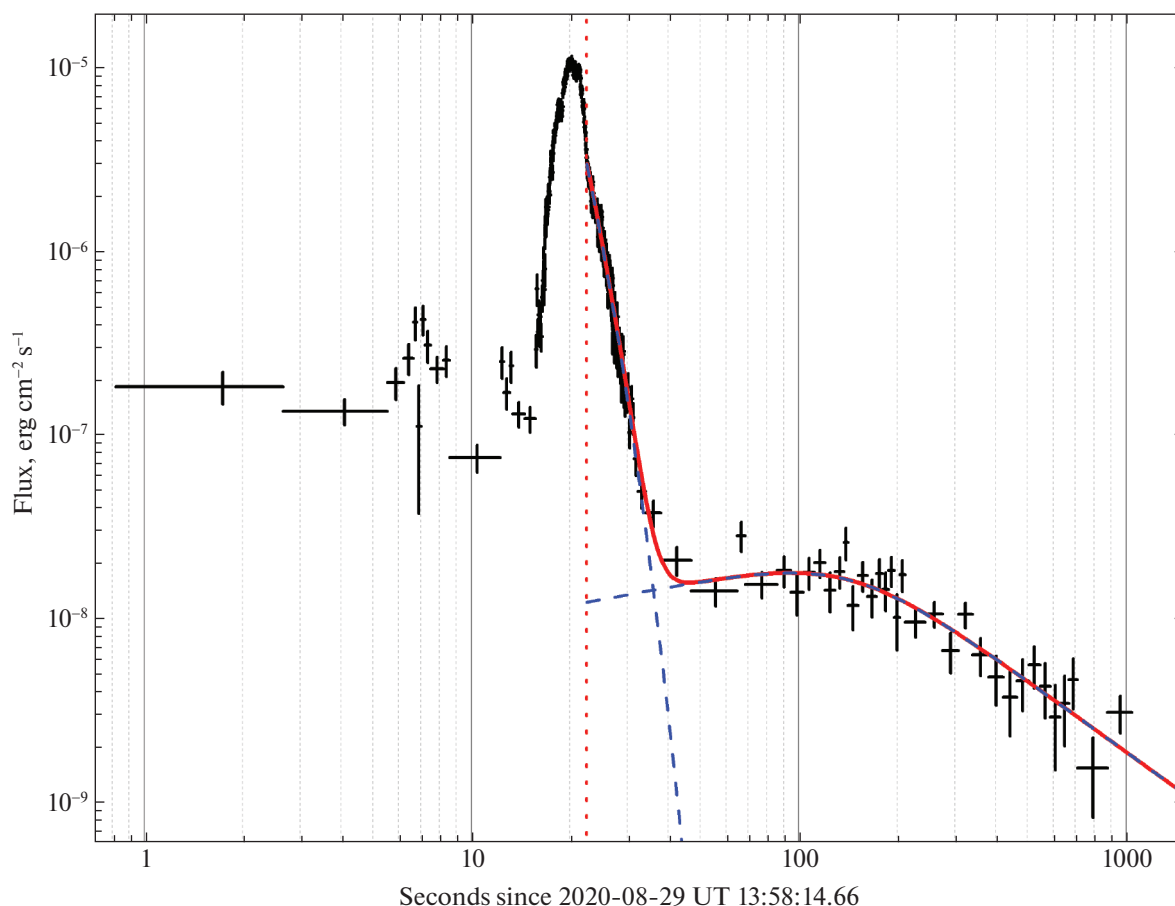


Рис. 6. Кривая блеска GRB 200829A в энергетическом диапазоне 15–50 кэВ (по данным BAT/Swift). По вертикальной оси — энергетический поток, выраженный в эрг см^{−2} с^{−1}, по горизонтальной оси — время относительно срабатывания триггера GBM/Fermi, выраженное в секундах. Ошибки значений потока показаны на уровне 1σ . Кривая блеска аппроксимирована суммой экспоненциальной модели и степенной модели с изломом (синие штриховые линии). Красная сплошная кривая представляет собой их сумму, вертикальная красная пунктирная прямая — начало временного интервала, в котором произведена аппроксимация.

щедоступный сервис³. Хотя момент срабатывания триггера в эксперименте BAT/Swift отличается на 79.74 с от срабатывания в GBM/Fermi, в качестве времени триггера T_0 мы будем использовать момент срабатывания последнего, поскольку он лучше соответствует моменту начала активной фазы всплеска (рис. 2).

Кривая блеска, построенная в энергетическом диапазоне 15–50 кэВ, представлена на рис. 6. После бинирования кривой блеска по методу накопления сигнала до достижения определенного уровня статистической значимости мы обнаружили слабое, но статистически достоверное продленное излучение длительностью около 1000 с, представляющее собой отдельный компонент кривой блеска.

Кривые блеска отдельных импульсов активной фазы гамма-всплесков обычно характеризуются так называемой FRED-формой (от англ. Fast Rise — Exponential Decay, см., например, Норрис и др., 2005; Хаккила, Прис, 2011; Минаев и др., 2014). Кривая блеска GRB 200829A имеет сложную форму и представляет собой суперпозицию нескольких значительно перекрывающихся FRED-импульсов, что затрудняет аппроксимацию кривой блеска всей активной фазы. Поэтому при совместной аппроксимации компоненту активной фазы и продленного излучения мы использовали лишь стадию затухания последнего импульса активной фазы, для описания которой воспользовались экспоненциальной моделью.

Кривая блеска продленного излучения характеризуется начальной стадией квазиплато с дальнейшим степенным падением потока. Для описания

³https://www.swift.ac.uk/burst_analyser/

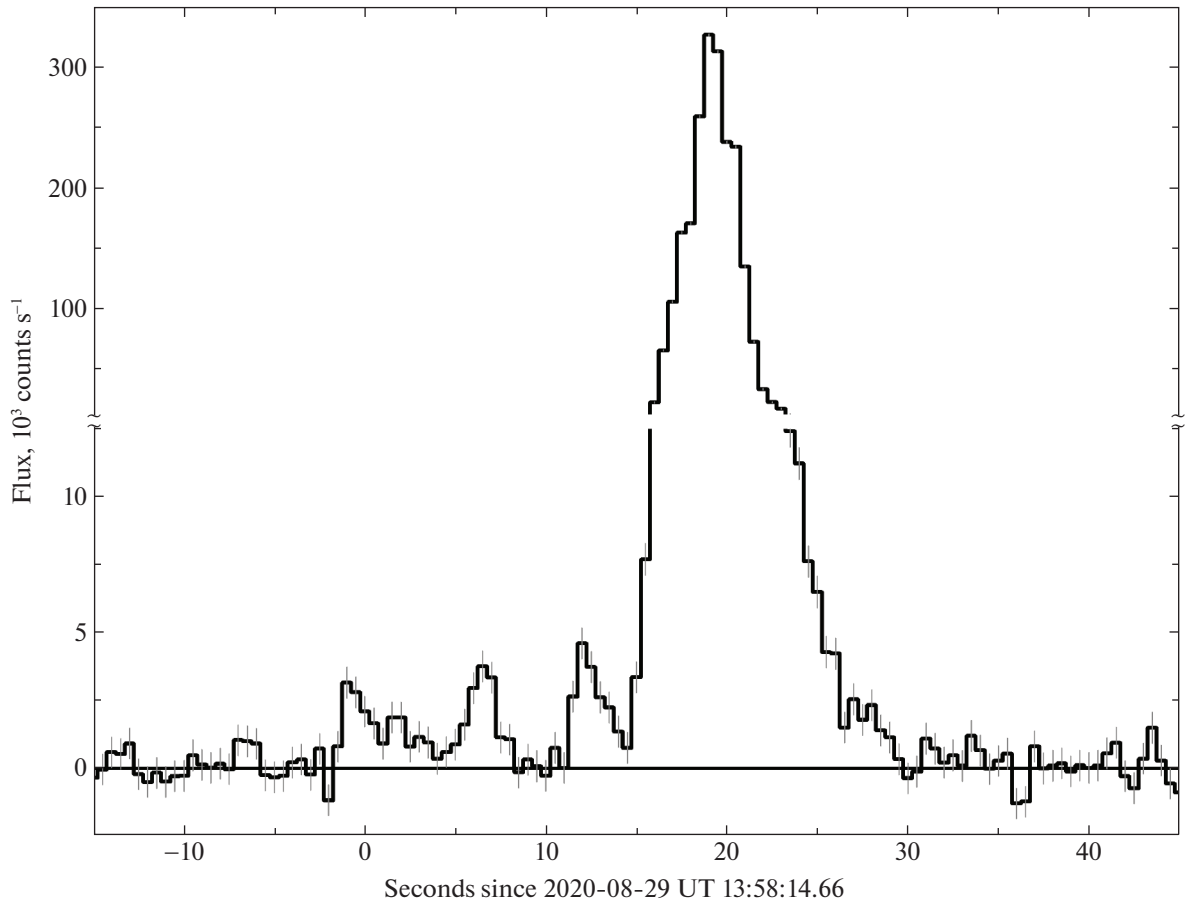


Рис. 7. Кривая блеска GRB 200829A в энергетическом диапазоне выше 80 кэВ с временным разрешением 0.5 с (по данным SPI-ACS/INTEGRAL). По вертикальной оси — наблюдаемый поток, выраженный в количестве отсчетов за 1 с за вычетом модели фона, по горизонтальной оси — время относительно срабатывания триггера GBM/Fermi, выраженное в секундах. Ошибки значений потока показаны на уровне 1σ .

этой компоненты кривой блеска мы использовали степенную модель с изломом (Бауэрман и др., 1999).

Результаты совместной аппроксимации стадии затухания активной фазы и компоненты продленного излучения указанными моделями представлены на рис. 6. На начальном этапе показатель степени кривой блеска продленного излучения составляет $\alpha = 0.34 \pm 0.27$, что не исключает стадию плато ($\alpha = 0$), излом в кривой блеска наблюдается в момент $t_{br} = 143 \pm 38$ с, а показатель степени после излома — $\beta = -1.28 \pm 0.18$. Показатель степени после излома близок к типичному для послесвечения значению ($\beta \simeq -1$), что указывает на связь компоненты продленного излучения с послесвечением, что характерно для ярких гамма-всплесков (см., например, Мозгунов и др., 2021). В дальнейшем анализе рентгеновских и оптических данных эта интерпретация будет подтверждена.

Анализ данных SPI-ACS/INTEGRAL

Гамма-всплеск GRB 200829A был также зарегистрирован антисовпадательной защитой ACS гамма-спектрометра SPI на борту обсерватории INTEGRAL (фон Кинлин и др., 2003).

Кривая блеска GRB 200829A в энергетическом диапазоне выше 80 кэВ, с временным разрешением 0.5 с, построенная по данным SPI-ACS/INTEGRAL⁴, представлена на рис. 7. Несмотря на спокойную фоновую обстановку во временном интервале -5000 – 5000 с вокруг гамма-всплеска, характерную для детектора SPI-ACS (Минаев и др., 2010а; Мозгунов и др., 2021), продленное излучение на SPI-ACS/INTEGRAL обнаружено не было, хотя зарегистрировано экспериментом BAT/Swift с большой достоверностью. Это, вероятно, связано с относительно

⁴<http://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacs-ipn1c.pl>

мягким энергетическим спектром (малой долей высокоэнергетического излучения) этой компоненты и высоким нижним порогом чувствительности детектора ACS (80 кэВ). Возможный предвсплеск (Минаев, Позаненко, 2017) также не был обнаружен.

Хотя несколько тусклых эпизодов общей длительностью около 15 с, с которых начинается активная фаза всплеска, и зарегистрированы в эксперименте SPI-ACS (рис. 7), параметры длительности T_{90} и T_{50} охватывают лишь главный яркий эпизод и составляют $T_{90} = 5.5 \pm 0.1$ с и $T_{50} = 2.1 \pm 0.1$ с, подтверждая классификацию этого всплеска как тип II — длинный.

Проинтегрированный по времени поток от GRB 200829A по данным SPI-ACS/INTEGRAL составил $F = (115.3 \pm 0.3) \times 10^4$ отсч. Используя кросс-калибровку экспериментов SPI-ACS и GBM, полученную для гамма-всплесков в работе (Позаненко и др., 2020а), получим оценку энергетического потока в диапазоне 10–1000 кэВ, $F \simeq 2.9 \times 10^{-4}$ эрг см⁻².

С учетом систематической ошибки калибровки на отклик SPI-ACS к разным по форме энергетическим спектрам гамма-всплесков, оцениваемое значение флюенса может варьироваться в пределах 8.4×10^{-5} – 9.8×10^{-4} эрг см⁻² (на уровне значимости 2σ). Полученная оценка энергетического потока хорошо согласуется со значением, полученным с помощью спектрального анализа данных GBM/Fermi (табл. 1).

ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ

В анализе использованы публичные данные Swift Burst Analyzer⁵ (Эванс и др., 2007, 2009) экспериментов BAT, XRT и UVOT на борту Swift для построения кривых блеска в гамма, рентгеновском и оптическом диапазонах соответственно. Также использованы публичные данные, доступные через сервис GCN/TAN⁶, а именно: наблюдений роботического телескопа RC80 в обсерватории Конкоя (Винко и др., 2020) в фильтрах r' и i' , наблюдений телескопа Цейсс-1000 CAO РАН в фильтрах Rc и Ic , наблюдений телескопа NEXT (Жу и др., 2020а,б) в фильтрах g' , r' , i' и z' и наблюдений ливерпульского телескопа (Иццо и др., 2020) в фильтрах g' , r' , i' и z' . Публично доступные изображения с Северного оптического телескопа (NOT) в фильтре r' были получены через

сервис The NOT FITS Header Archive⁷. Аппроксимация кривых блеска выполнена с помощью пакета lmfit⁸ (Ньюиль и др., 2021) для python.

Анализ оптических наблюдений

Послесвечение GRB 200829A наблюдалось в течение первых ~3 сут в рентгеновском и оптическом диапазонах. Для построения оптической кривой блеска послесвечения GRB 200829A проведена обработка данных наблюдений IKI-GRB-FuN, а также общедоступных данных Северного Оптического Телескопа (NOT) с помощью разрабатываемого программного конвейера (Панков и др., 2022) на основе пакета APEX (Куприянов, 2012; Девяткин и др., 2010). Стандартная процедура обработки включает в себя калибровку и входной контроль исходных изображений, их выравнивание и суммирование (если требуется), выделение объектов на изображениях, астрометрию и фотометрию, а также построение локального каталога, поиск и идентификацию транзиентных объектов в нем. Также наряду с программным конвейером (Панков и др., 2022) использовался набор программ PyRAF (Отделение научного программного обеспечения при Институте исследований космоса с помощью космического телескопа, 2012) в индивидуальных случаях, например, когда оптический транзиент имел низкое значение отношения сигнала к шуму $S/N < 5$. Астрометрия изображений выполнена на основе опорного каталога USNO-B1.0 (Монет и др., 2003). Фотометрические калибровочные звезды выбраны путем кросс-отождествления звезд из USNO-B1.0 с каталогом PanSTARRS-PS1 (Чамберс и др., 2016). Это позволило калибровать звездные величины источника на изображениях, снятых как в фильтрах R и I , так и r с помощью одних и тех же звезд. Фотометрия изображений без фильтра выполнена относительно звездной величины в фильтре R . При этом звездные величины, полученные без фильтра UVOT/Swift, обозначены “white”, а наземными телескопами — “clear”. Разделение связано с более широким диапазоном длин волн, доступным внеатмосферному телескопу UVOT/Swift. Журнал оптических наблюдений приведен в приложении А. На рис. 8 представлена многоцветная оптическая кривая блеска, для наглядности звездные величины во всех фильтрах, кроме R , были разнесены относительно своих начальных значений.

⁵https://www.swift.ac.uk/burst_analyser/00993768/

⁶<https://gcn.gsfc.nasa.gov/other/200829A.gcn3>

⁷<http://www.not.iac.es/observing/forms/fitsarchive/>

⁸<https://github.com/lmfit/lmfit-py/>

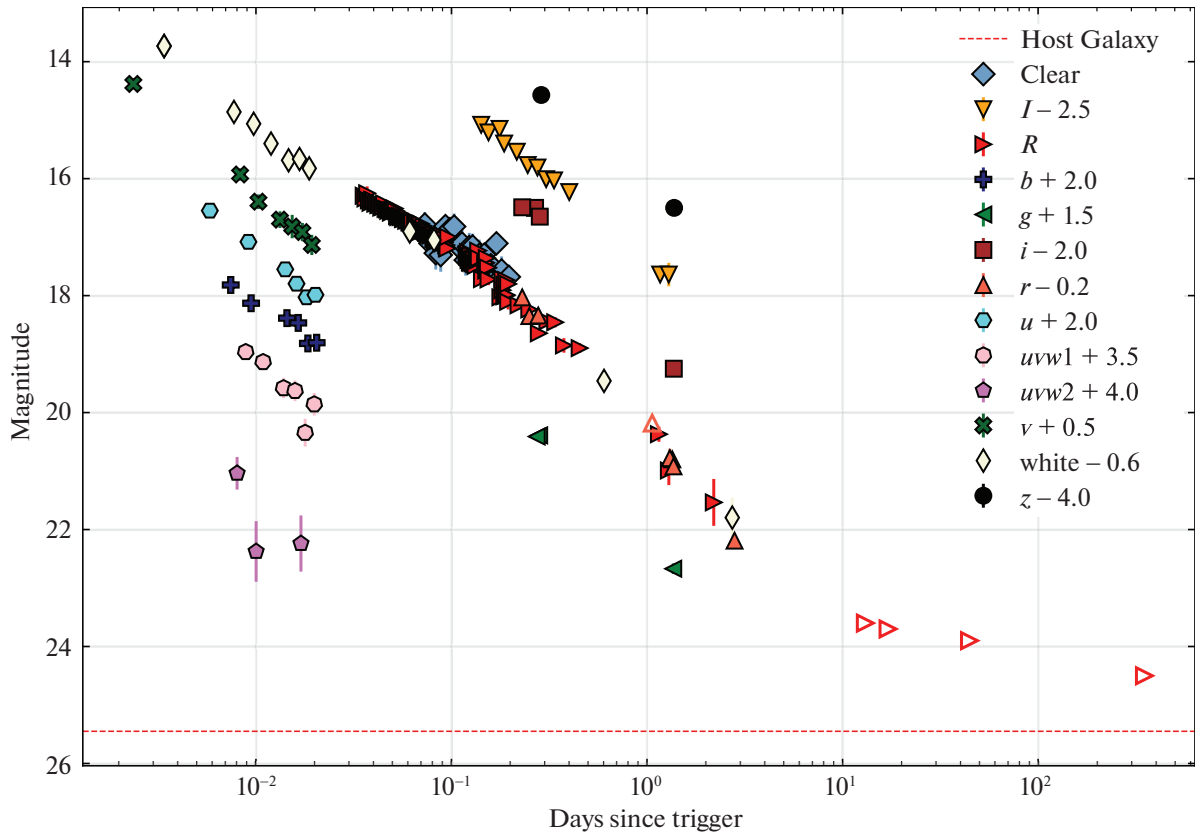


Рис. 8. Многоцветная оптическая кривая блеска GRB 200829A. По горизонтальной оси отложено время после триггера GBM (сут), а по вертикальной оси — видимая звездная величина. Символами обозначены фотометрические значения, полученные в различных фильтрах. Штриховой линией показан уровень яркости родительской галактики GRB 200829A. Незакрашенными символами обозначены верхние пределы (на уровне значимости 3σ).

На рис. 8 прослеживается излом в фильтре R , который может быть связан с геометрическим эффектом угла зрения, характерным для релятивистских джетов (Сари и др., 1999; Пиран, 2004). Звездные величины в кривой блеска не поправлены за межзвездное поглощение света в Галактике, характеризующееся избытком цвета $E(B - V) = 0.0364$ (Шлегель и др., 1998) в направлении на GRB 200829A. В связи с невозможностью установить спектральную эволюцию на всей стадии оптического послесвечения из-за недостаточного квазисинхронного покрытия в разных фильтрах мы предполагаем ее отсутствие. В данном предположении кривые блеска в фильтрах g , r , i , z , I , u , b , v , $uvw1$, $uvw2$ и чистом свете (“clear” и “white”) приведены к кривой в фильтре R (данные представлены преимущественно в этом фильтре), домножением потока на соответствующий числовой коэффициент, при котором достигается наилучшее согласие в данных, с точки зрения критерия χ^2 . В последующем анализе послесвечения будет рас-

смотрена монохроматическая оптическая кривая блеска.

Анализ рентгеновских наблюдений

Квазисинхронно с оптическим наблюдалось и рентгеновское послесвечение инструментом XRT/Swift (Бурроус и др., 2005a). XRT представляет собой телескоп системы Wolter I с фокусным расстоянием 3500 мм и полем зрения $23.6' \times 23.6'$. В фокусе установлен E2V CCD-приемник излучения с 600×600 пикселями, охлаждаемый до -100°C . В результате достигается угловое разрешение $\sim 3''$. Телескоп работает в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ в нескольких режимах, среди которых можно выделить Windowed Timing (WT) и Photon Counting (PC). В режиме WT достигается хорошее временное разрешение (~ 1.8 мс), но при этом ухудшается угловое и спектральное разрешение. В режиме PC уменьшена скорость считывания сигнала с CCD до ~ 2.5 с, но другие характеристики не меняются. Режим WT используется при потоках

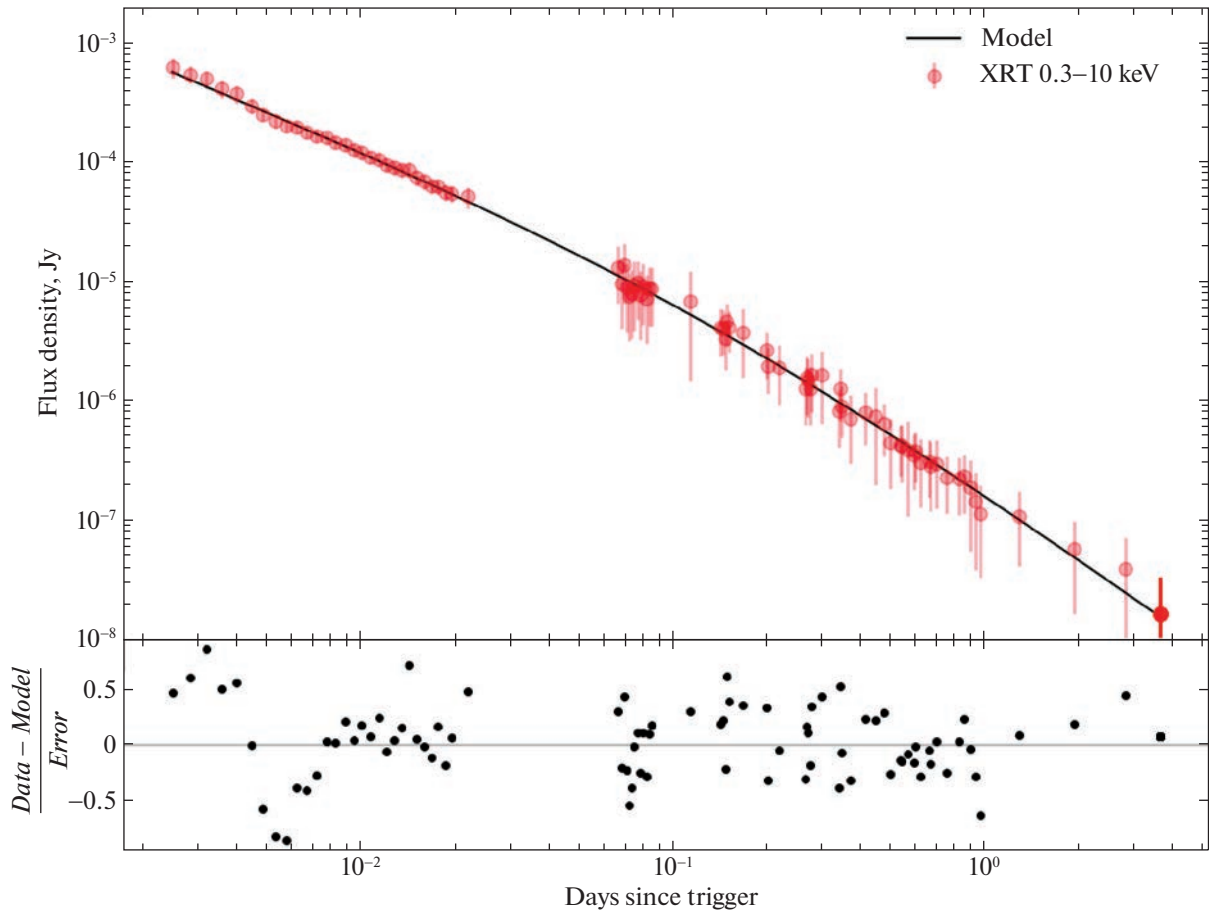


Рис. 9. Верхняя панель — рентгеновская кривая блеска GRB 200829A. По горизонтальной оси отложено время после триггера GBM в днях, а по вертикальной оси — наблюдаемая плотность потока, выраженная в Ян. Кругами обозначены сами значения, а жирной сплошной линией показана аппроксимация степенной моделью с изломом. Нижняя панель — отклонение экспериментальных значений плотности потока от аппроксимации в единицах стандартных отклонений σ .

$F_X = 1\text{--}600$ мКраб, а РС при $F_X < 1$ мКраб (Бурроус и др., 2005a).

Рентгеновская кривая блеска GRB 200829A построена на основе данных, доступных через сервис *Swift Burst Analyzer*⁹. Данные содержат результаты наблюдений (время и поток) в режимах WT и РС и охватывают период ~ 2 сут. Рентгеновский наблюдаемый поток был сгруппирован в бины, длительность которых увеличивается в логарифмической шкале, начиная с 60 с. При этом межзвездное поглощение в Галактике не учитывалось. Тем самым кривая блеска была сглажена, а значимость индивидуальных измерений улучшена. На рис. 9 приведена рентгеновская кривая блеска послесвечения GRB 200829A.

Согласно рис. 9 на рентгеновской кривой блеска прослеживается излом, как и в оптической кривой.

Аппроксимация кривой блеска функцией Бауэрмана (Бауэрман и др., 1999) позволила определить наклон кривой блеска и положение излома на временной шкале. Так, наклон до излома составляет $\alpha_1 = 1.06 \pm 0.03$, а после излома $\alpha_2 = 1.88 \pm 0.06$. Заметим, что наклон рентгеновского послесвечения $\alpha_1 = 1.06 \pm 0.03$ до излома хорошо согласуется с наклоном продленного излучения в мягком гамма-диапазоне 15–50 кэВ $\beta = 1.28 \pm 0.18$, найденном ранее. Отсюда можно предположить взаимосвязь наблюдаемого продленного излучения и послесвечения. В рамках этой гипотезы, кривая блеска в гамма-диапазоне приведена к рентгеновской кривой блеска в интервале времени 100–1000 с относительно T_0 (в котором получены данные с обоих телескопов) в предположении ахроматизма послесвечения в рентгеновском и мягком гамма-диапазонах. Коэффициент приведения $k = F_{XRT}/F_{BAT} = 4.54$ согласно критерию χ^2 . Таким образом, построена наиболее полная кривая

⁹https://www.swift.ac.uk/burst_analyser/00993768/

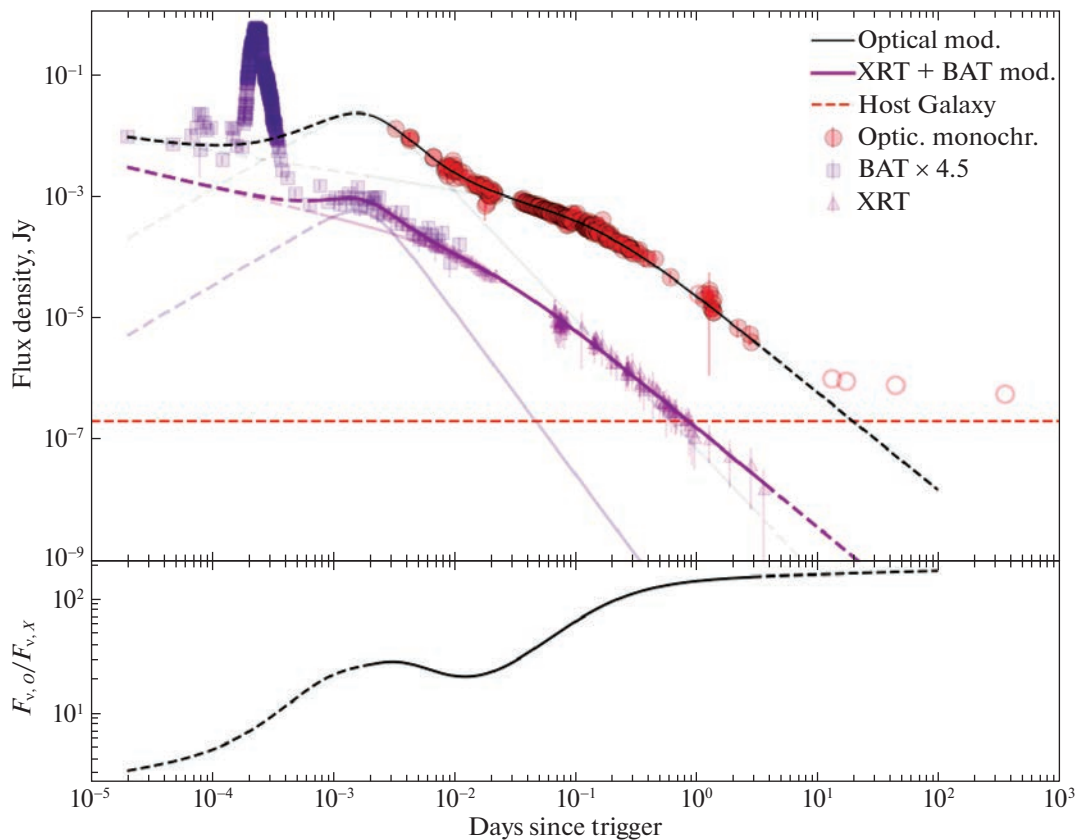


Рис. 10. На верхней панели изображена кривая блеска GRB 200829A. По горизонтальной оси отложено время после триггера GBM $t - T_0$ (сут), а по вертикальной оси — спектральная плотность потока (Ян). Фотометрические значения в оптических фильтрах (закрашенные красные кружки) объединены в одну монохроматическую кривую. Рентгеновская кривая блеска (фиолетовые закрашенные треугольники) объединена с кривой в гамма-диапазоне (темно-синие закрашенные квадраты) в предположении соответствия продленного излучения рентгеновскому послесвечению. Незакрашенными символами обозначены верхние пределы. Модельные кривые отмечены сплошными линиями. На нижней панели изображен график эволюции отношения между оптическим и рентгеновским потоками.

блеска рентгеновского послесвечения, которая и будет использоваться в дальнейшем анализе.

Многоволновая кривая блеска

Рассмотрим ранее полученные кривые блеска в рентгеновском и оптическом диапазонах (приведены вместе на рис. 10) и произведем их аппроксимацию и интерпретацию.

На рис. 10 кривые блеска как в рентгеновском, так и оптическом диапазонах состоят из трех эпизодов (не считая активной фазы всплеска): вспышка, плавно переходящая в степенное падение потока, и затем излом, после которого поток спадает по более крутому закону. При этом передний фронт вспышки на фоне степенного падения выглядит довольно полого. Так как в оптической кривой момент максимума определить невозможно из-за нехватки наблюдательных данных, предполагаем,

что он совпадает с таковым для рентгеновского диапазона.

Для аппроксимации кривых блеска выбрана функция, составленная в виде суммы двух степенных законов с гладким изломом (Бауэрманн и др., 1999), которая определяется формулой (3):

$$F(t) = (F_1^{-n} + F_2^{-n})^{-1/n} + (F_3^{-n} + F_4^{-n})^{-1/n}, \quad (3)$$

где $F_i = \left(\frac{t - T_0}{t_{b_j}}\right)^{\alpha_i}$, t — время относительно триггера в сутках, t_{b_i} — моменты излома (сут), α_i — показатели степеней до и после излома, n — параметр сглаживания ($n > 0$), $i = 1, 2, 3, 4$, $j = 1$ при $i = 1, 2$ и $j = 2$ при $i = 3, 4$. Результаты аппроксимации приведены в табл. 2, значения, отмеченные *, были фиксированы. Аппроксимация двухкомпонентной моделью выполнена на интерва-

Таблица 2. Результаты аппроксимации послесвечения

Энерг. диапазон	F_1 , мЯн	α_1	α_2	t_{b1} , $\times 10^{-3}$ сут	F_2 , мЯн	α_3	α_4	t_{b1} , сут	n	$\chi^2/d.f$
Рентген.	0.52 ± 0.10	-1.2 ± 1.0	2.7 ± 0.5	1.9 ± 0.4	0.06 ± 0.03	0.5 ± 0.2	1.6 ± 0.1	0.02 ± 0.01	1*	0.34
Оптич.	10 ± 3	-1.2^*	1.9 ± 0.2	1.9^*	0.27 ± 0.04	0.3 ± 0.1	1.64 ± 0.08	0.15 ± 0.03	1*	1.1

Таблица 3. Результаты аппроксимации многоволнового спектра раннего послесвечения

Модель кривой поглощения	$E(B - V)$	$R(V)$	$A(V)$	z	N_H , 10^{22} см $^{-2}$	β	$\chi^2/d.f.$
MW	0.36 ± 0.02	3.08*	1.11 ± 0.02	1.29 ± 0.04	0.26 ± 0.03	1.72 ± 0.02	248/236
LMC	0.31 ± 0.21	3.16*	0.98 ± 0.21	0.40 ± 0.75	0.42 ± 0.59	1.56 ± 0.01	329/236
SMC	0.19 ± 0.04	2.93*	0.56 ± 0.04	1.36 ± 0.33	0.17 ± 0.06	1.60 ± 0.02	316/236

Примечание. Значения $E(B - V)$, $R(V)$, $A(V)$ и N_H приведены для родительской галактики, а соответствующие значения для Галактики фиксированы: $E(B - V) = 0.0364$, $R(V) = 3.08$, $A(V) = 0.20$ и $N_H = 0.039 \times 10^{-22}$ см $^{-2}$. Символом “*” обозначены фиксированные параметры.

ле ~ 50 с — 3.66 сут в рентгеновском диапазоне и на интервале 283 с — 2.80 сут в оптическом диапазоне (относительно триггера GBM/Fermi). На рис. 10 (снизу) продемонстрирована цветовая эволюция между рентгеновским и оптическим диапазонами.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

В определении красного смещения использована методика совместной аппроксимации спектрального распределения энергии в оптическом и рентгеновском диапазонах в условиях поглощения (Шади и др., 2010). Квазисинхронный рентгеновский спектр (time-sliced spectrum) XRT и оптические изображения UVOT получены через сервис Swift Burst Analyser. Спектры охватывают временной интервал 1554–1638 с относительно T_0 , где не наблюдается значительной цветовой эволюции. Обработка данных осуществлена с помощью набора программ HEASOFT (Блэкбёрн, 1995)¹⁰.

На рис. 11 представлен многоволновый спектр послесвечения GRB 200829A, аппроксимированный модельной кривой (см. далее).

В качестве спектральной модели использованы степенной закон и степенной закон с изломом. Модель учитывает поглощение оптического излучения на частицах межзвездной пыли, а также фотоэлектрическую абсорбцию рентгеновского излучения

и в терминах XSPEC (HEASOFT) представлено формулой (4), где компоненты **zdust** отвечают за поглощение оптического излучения. Данные компоненты основаны на эмпирической кривой поглощения оптического излучения на частичках пыли (Пей, 1992). В XSPEC доступны три закона поглощения: Млечный Путь (MW), Большое Магелланово Облако (LMC) и Малое Магелланово Облако (SMC). Модель поглощения характеризуется избытком цвета $E(B - V)$, селективностью поглощения $R(V) = A(V)/E(B - V)$, где $A(V)$ — экстинкция красным смещением z . Компоненты **phabs** и **zphabs** позволяют учесть поглощение на водороде в Галактике и родительской галактике всплеска. Обе компоненты определяются колонковой плотностью N_H в 10^{-22} см $^{-2}$, а **zphabs** в том числе и красным смещением z . Компонента **powerlaw** отвечает за степенной спектр излучения и задается спектральным индексом β и нормировкой K (фот $^{-1}$ кэВ $^{-1}$ см $^{-2}$ при 1 кэВ). В ходе аппроксимации значения параметров поглощения излучения в Галактике фиксировались: $E(B - V) = 0.0364$ (Шлегель и др., 1998), $R(V) = 3.08$ (Пей, 1992), $A(V) = R(V)E(B - V) = 0.20$, $N_H = 0.039 \times 10^{-22}$ см $^{-2}$ (Коллаборация H14PI и др., 2016). Красное смещение Галактики также фиксировано ($z = 0$). Установлено, что спектральные данные плохо подчиняются степенному закону с изломом, поэтому данная

¹⁰<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/fertools/>

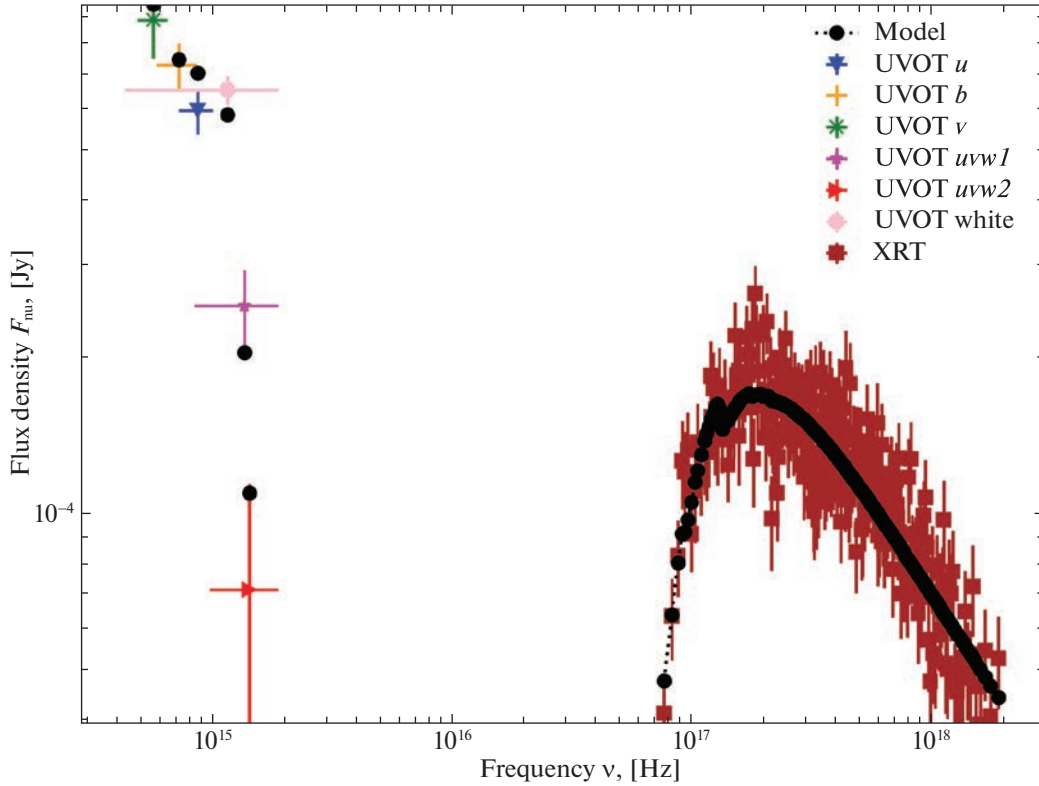


Рис. 11. Спектр GRB 200829A в интервале 1554–1638 с относительно T_0 . По горизонтальной оси отложена частота излучения (Гц), а по вертикальной оси — спектральная плотность потока потока (Ян). Модель обозначена черными кружками, а остальными символами отмечены данные.

модель не рассмотрена. В табл. 3 приведены результаты аппроксимации спектральных данных раннего послесвечения GRB 200829A моделью, определенной формулой (4):

$$F = z_{\text{dust}} \times z_{\text{dust}} \times \text{phabs} \times z_{\text{phabs}} \times \text{powerlaw}. \quad (4)$$

Наилучшая аппроксимация спектра с точки зрения критерия $\chi^2/d.o.f.$ достигается при выборе закона поглощения MW для родительской галактики источника гамма-всплеска (см. табл. 3). Ей соответствует оценка фотометрического красного смещения $z = 1.29 \pm 0.04$, которая не противоречит независимой оценке $z = 1.25 \pm 0.02$, ранее полученной Оатес и др. (2020) тем же самым методом. Однако в отличие от Оатес и др. (2020) мы также приводим оценки параметров поглощения в родительской галактике всплеска. Отметим, что в обоих случаях полученная ошибка является статистической. Будем в дальнейшем считать $z = 1.29 \pm 0.04$ красным смещением GRB 200829A.

РОДИТЕЛЬСКАЯ ГАЛАКТИКА

Обнаружение родительской галактики GRB 200829A и вычисление ее вклада в оптическую кривую блеска сделаны с помощью наблюдения на Большом Телескопе Азимутальным

(БТА) CAO РАН через ~ 2 года после гамма-всплеска. Наблюдение на БТА проведено 31 июля 2022 г. в 18:30 UT на SCORPIO-1 (с матрицей E2V CCD42-40) в фильтре R . На изображении с суммарной экспозицией 2910 с найден кандидат в родительскую галактику, чьи координаты совпадают с координатами GRB 200829A в пределах ошибки $\pm 0.1''$, а блеск составил $R = 25.5^{+0.4}_{-0.3}$ без учета межзвездного поглощения в Галактике. На рис. 12 представлен фрагмент изображения, на котором отмечен кандидат в родительскую галактику.

Видимый блеск после учета межзвездного поглощения в Галактике $A_R = 0.083$ (Шлафли, Финкбайнер, 2011) составляет $R = 25.4^{+0.4}_{-0.3}$. Звездная величина не противоречит блеску выборки родительских галактик для $z = 1.29$ (см., например, Позаненко и др., 2008). Абсолютная звездная величина родительской галактики составляет $M_R \sim -19.44$ для $z = 1.29$. Оценим темп звездообразования (SFR) и массу M_{host} из соотношения $\log SFR M_{\odot} \text{ год}^{-1} = -0.381 M_r - 8.029 \pm \pm 0.486$, где M_r — абсолютная звездная величина спиральной галактики в фильтре r (см., например, Махаджан и др., 2018). Абсолютная звездная величина родительской галактики GRB 200829A

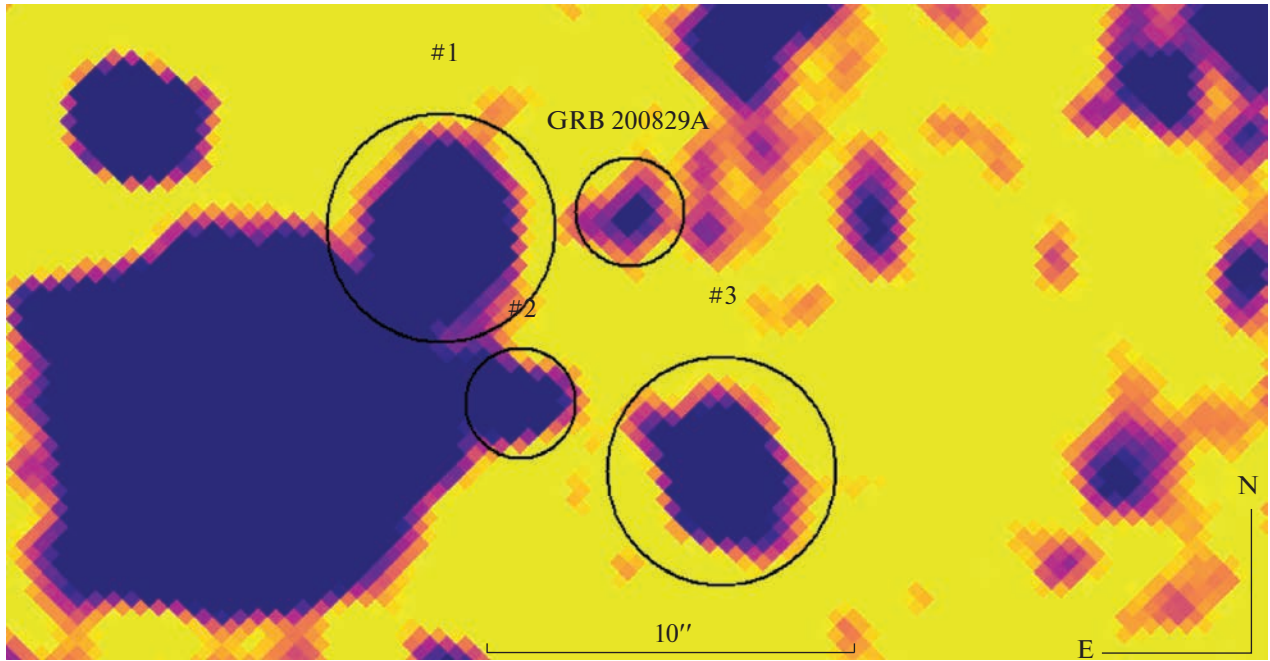


Рис. 12. Фрагмент изображения в фильтре R поля GRB 200829A, полученное телескопом БТА в САО РАН. На месте транзиента виден диффузный объект — родительская галактика. Номерами 1, 2 и 3 обозначены соседние объекты поля.

составит $M_r = -19.20$ с учетом приведения видимой звездной величины из фильтра R к фильтру r ($r = R + 0.21$) и учета межзвездного поглощения за Галактику $A_r = 0.088$ (Шлафли, Финкбайнер, 2011). Тогда оценка темпа звездообразования составит $\log SFR \approx -0.715 \pm 0.486 M_\odot \text{ год}^{-1}$, откуда можно оценить массу родительской галактики, как $SFR \times T_{\text{age}}$, где T_{age} — возраст родительской галактики. Получаем оценку массы $M_{\text{host}} \sim 8.5 \times 10^9 M_\odot$. Для сравнения, абсолютная звездная величина родительской галактики GRB 181201A $M_R = -18.5 \pm 0.2$, а масса составляет $\sim 1.2 \times 10^9 M_\odot$ (см. Белкин и др., 2020, по результатам моделирования спектра галактики).

Полученные ранее результаты аппроксимации спектра (см. табл. 3) позволяют также определить отношение $N_H/A(V)$, по которому можно судить о схожести свойств пыли в различных галактиках. Если свойства пыли одинаковы во Вселенной, то отношение $N_H/A(V)$ должно линейно возрастать с расстоянием до галактики. Так, для родительской галактики GRB 200829A $N_H/A(V) \approx \approx 2.4 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Отношение плотности на луче зрения к поглощению у родительской галактики GRB 200829A согласуется с большинством родительских галактик других гамма-всплесков, представленных в выборке (Ковино и др., 2013), у которых $N_H/A(V) \gtrsim 1.6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, что наглядно изображено на рис. 13.

Возможная сверхновая

Длинный гамма-всплеск GRB 200829A мог сопровождаться сверхновой. Кампания по поиску сверхновой была предпринята на телескопе АЗТ-22 МАО в период 10–46 сут после регистрации гамма-всплеска. Этот период соответствует типичному максимуму сверхновой (8–40 сут) в системе отсчета источника (см., например, Белкин, Позаненко, 2020). В ходе наблюдений верхний предел составил $R = 24.0$ (3σ), однако, сверхновой обнаружено не было. Верхняя оценка абсолютной звездной величины возможной сверхновой на $z = 1.29$ составляет $M_R > -23.0$. Здесь мы учли межзвездное поглощение в Галактике $A_{R,MW} = 0.083$ и родительской галактике гамма-всплеска $A_\lambda = 2.14 \pm 0.04$, где $\lambda = 0.641 \times (1 + z)$ мкм эффективная длина волны фильтра R , отнесенного на красное смещение z . A_λ вычислена из следующей формулы:

$$A_V \simeq \frac{E(B - R)}{\xi \left(\frac{\lambda_B}{1 + z} \right) \xi \left(\frac{\lambda_R}{1 + z} \right)}, \quad (5)$$

где $E(B - R)$ — показатель цвета между фильтрами B и R , ξ — закон поглощения, а λ_B и λ_R — соответственно эффективные длины волн фильтров B и R .

Полученная оценка не противоречит распределению абсолютных звездных величин СН от гамма-всплесков (Белкин, Позаненко, 2020).

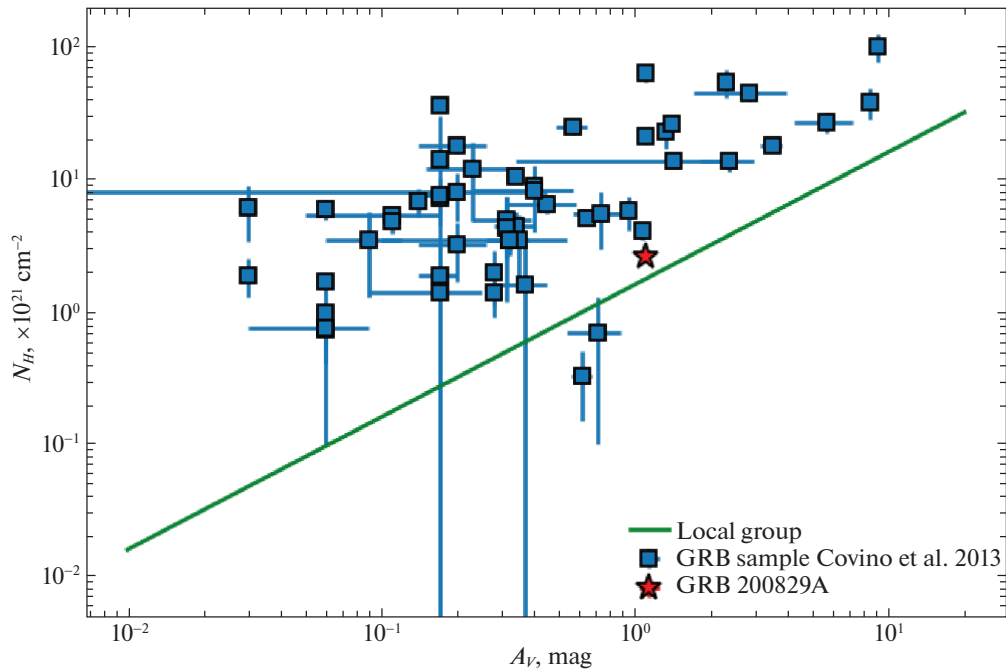


Рис. 13. График зависимости N_H – A_V . Синими квадратами отмечены значения из родительских галактик гамма-всплесков (Ковино и др., 2013), а зеленой линией отмечен линейный закон $\log(y) = 1.6 \log(x)$, которому подчиняется подавляющее число представленных в выборке галактик. Красной звездой обозначено значение $N_H(A_V)$ родительской галактики GRB 200829A.

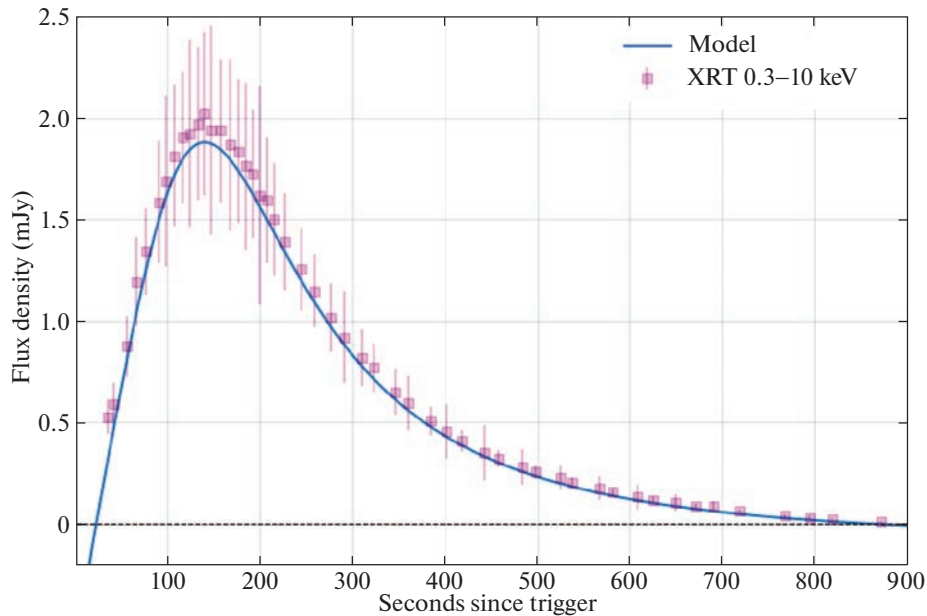


Рис. 14. Профиль вспышки на рентгеновской кривой блеска GRB 200829A после вычитания модели послесвечения. По вертикальной оси — спектральная плотность потока в мЯн, а по горизонтальной — время относительно T_0 в секундах. Модель обозначена синей сплошной кривой, а наблюдаемые данные — фиолетовыми квадратами. Данные, соответствующие мощному импульсу в активной фазе всплеска, не показаны.

ОБСУЖДЕНИЕ

Хроматизм кривой блеска

Многоволновая кривая блеска (рис. 10) GRB 200829A имеет несинхронное (хроматическое) поведение в раннем послесвечении, которое охватывает неоднородность (вспышку) и продолжается

вплоть до излома в оптической кривой блеска. Интерпретировать хроматизм во время вспышки можно с точки зрения модели структурированного джета (см., например, Дюке и др., 2022). Согласно данной модели, более жесткое излучение наблюдается ближе к оси джета, из-за чего излучение в

рентгеновском диапазоне соответствует той части джета, которая характеризуется большим гамма-фактором. Оценим гамма-фактор джета из следующей формулы (см., например, Хан и др., 2022):

$$\Gamma_0 = 2 \left[\frac{3E_\gamma(1+z)^3}{32\pi n m_p c^5 \eta t_p^3} \right]^{1/8}, \quad (6)$$

где m_p — масса протона, c — скорость света, $E_\gamma = 2\pi(1 - \cos \theta_j)E_{\text{iso}}$ — энергия джета в гамма-диапазоне, скорректированная на его угол раствора θ_j , $\eta = E_\gamma/\xi E_{\text{iso}}$, $t_p = t_b(-\alpha_1/\alpha_2)^{1/(\omega(\alpha_2-\alpha_1))}$, t_b — момент излома относительно T_0 (сут), α_1 , α_2 — показатели степенного наклона кривой блеска до и после излома соответственно, а $\omega = 1$. Обратим внимание, что на кривой блеска в явном виде нельзя однозначно выделить джет-брейк, поэтому выберем t_b из табл. 2 таким образом, чтобы угол раствора не являлся экстремальным. Так:

(а) $t_b = T_0 + 1.9 \times 10^{-3}$ сут соответствует максимуму вспышки в раннем послесвечении,

(б) $t_b = T_0 + 0.02$ сут — излому второй компоненты в рентгеновском диапазоне,

(с) $t_b = T_0 + 0.15$ сут — излому второй компоненты в оптическом диапазоне.

Угол раствора конуса джета можно определить по приведенной ниже формуле (Сари и др., 1999; Жанг и др., 2007)

$$\theta_j \sim 0.161 \left(\frac{t_b}{1+z} \right)^{3/8} \left(\frac{\xi E_{52}}{n} \right)^{-1/8}, \quad (7)$$

где t_b — момент излома относительно T_0 (сут), z — красное смещение, E_{52} — изотропная энергия E_{iso} в единицах 10^{52} эрг, $n = 1 \text{ см}^{-3}$ — плотность межзвездной среды (ISM), а коэффициент преобразования кинетической энергии в излучение $\xi = 0.1$ (см., например, Жанг и др., 2007). Тогда угол раствора конуса составит: $\theta_j(a) \approx 0.474_{-0.039}^{+0.035^\circ}$, $\theta_j(b) \approx 1.13_{-0.27}^{+0.20^\circ}$ или $\theta_j(c) \approx 2.44_{-0.20}^{+0.18^\circ}$. Известно, что характерный угол θ_j , определенный для всплесков с джет-брейком (см., например, Ванг и др., 2018), составляет $\theta_j \approx 2.5 \pm 1.0^\circ$. Таким образом, вероятно, неоднородность (вспышка) на кривой блеска послесвечения не связана с джет-брейком, так как угол раствора $\theta_j(a) \sim 0.5^\circ$ был бы аномально малым. В случае (б) и (с) значения получаются адекватными. При этом угол раствора, полученный по рентгеновским данным, меньше, чем по оптическим. В случаях (б), (с) оценим заключенную внутри джета энергию по формуле $E_\gamma = 2\pi(1 - \cos \theta_j)E_{\text{iso}}$. Получим, $E_{\gamma,O} = 7.22_{-1.20}^{+1.18} \times 10^{51}$ эрг по оценке из оптической кривой блеска и $E_{\gamma,X} = 1.59_{-0.66}^{+0.60} \times 10^{51}$ эрг по оценке из рентгеновской кривой блеска. Тогда гамма-факторы, определенные по рентгеновской $\Gamma_X = 197_{-99}^{+170}$ и оптической $\Gamma_O = 122_{-23}^{+77}$ кривым блеска, формально совпадают в пределах ошибок.

Причина неоднородности в раннем послесвечении

Предыдущий анализ показал, что кривая блеска послесвечения GRB 200829A на раннем этапе содержит неоднородность по типу вспышки. Вспышки на кривых блеска гамма-всплесков рассмотрены, например, в следующих работах: Пиро и др. (2005), Перна и др. (2006), Свенсон и др. (2013), Йи и др. (2017), Мазаева и др. (2018). Так, Свенсон и др. (2013) исследовали зависимость длительности от времени, соответствующему максимуму потока вспышек $\Delta t/t_{\text{peak}}$, на основе выборки всплесков из второго каталога UVOT/Swift. В ходе анализа установлено, что у более 80% всплесков из выборки $\Delta t/t_{\text{peak}} < 0.5$. В работах Йи и др. (2017), Мазаева и др. (2018) также установлено,

Таблица 4. Параметры GRB 200829A

Параметр	Значение
R.A.	16:44:49.14 $\pm$ 0.36''
Dec	+72:19:45.63 $\pm$ 0.36''
z	1.29 $\pm$ 0.04
$E_{\text{iso}}, 10^{54}$ эрг	1.30 $\pm$ 0.01
$\theta_{j,O}, ^\circ$	2.44 $_{-0.20}^{+0.18}$
$\theta_{j,X}, ^\circ$	1.13 $_{-0.27}^{+0.20}$
Γ_O	122 $_{-23}^{+77}$
Γ_X	199 $_{-49}^{+157}$
$E_{\gamma,O}, 10^{51}$ эрг	7.22 $_{-1.20}^{+1.18}$
$E_{\gamma,X}, 10^{51}$ эрг	1.59 $_{-0.66}^{+0.60}$

Таблица 5. Параметры родительской галактики

Параметр	Значение
$M_{R,Host}, \text{mag}$	−19.44
$\log SFR, M_\odot \text{ год}^{-1}$	−0.715 $\pm$ 0.486
$M_{Host}, M_\odot$	$\sim 8.5 \times 10^9$
$A(V), \text{mag}$	1.11 $\pm$ 0.02
$N_H, \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$	2.6 $\pm$ 0.3

что вспышки подчиняются и линейной корреляции $FWHM-t_{\text{peak}}$. На рис. 14 представлен профиль вспышки на рентгеновской кривой блеска GRB 200829A, полученный путем вычитания модели послесвечения.

Вспышка, исследуемая в данной работе, имеет $FWHM \approx 146$ с и $t_{\text{peak}} \approx 132$ с. Полученные значения не противоречат корреляции $FWHM-t_{\text{peak}}$ (Йи и др., 2017; Мазаева и др., 2018) и, вероятно, являются еще одним свидетельством в пользу единой физической природы вспышек в кривых блеска гамма-всплесков. Возможно, вспышки возникают на ударной волне, подпитываемой центральной машиной всплеска (Бурроус и др., 2005б; де Паскуаль и др., 2007; Барков и др., 2021), одновременного наблюдения разных зон структурированного джета (Бениамини и др., 2020; Дюке и др., 2022) или переменного темпа аккреции $\dot{M}$ (Перна и др., 2006).

Рентгеновское плато

Анализ первых ~ 250 с рентгеновской кривой блеска GRB 200829A (рис. 10) также не отвергает гипотезу о плато. Считается, что, благодаря сильному магнитному полю, новообразовавшийся магнитар обеспечивает накачку энергии и поддерживает светимость примерно на постоянном уровне в течение некоторого времени, равному длительности плато (де Паскуаль и др., 2007; Мейджер и др., 2011; Роулинсон и др., 2013). Определим энерговыделение плато на рентгеновской кривой блеска GRB 200829A. Сначала определим интегральный по времени поток в диапазоне 0.3–10 кэВ ($\Delta\nu = 7.3 \times 10^{16} - 2.4 \times 10^{18}$ Гц) плато по формуле (8):

$$F_{\text{plat}} = \int_{t_1}^{t_2} f_{\nu}(t) dt \Delta\nu, \quad (8)$$

где моменты времени $t_1 = 51.8$ с и $t_2 = 86.4$ с задают участок кривой блеска с показателем степенного закона ~ 0 , соответствующий плато, а $f_{\nu}(t)$ — спектральная плотность потока. Подставив все необходимые значения, получаем флюенс плато $F_{\text{plat}} = 1.3 \times 10^{-10}$ эрг см $^{-2}$. Тогда энергия плато в диапазоне 0.3–10 кэВ, вычисленная по формуле (1), составит $E_{\text{plateu}} = 5.8 \times 10^{47}$ эрг. Заметим, что такие значения не противоречат корреляции $L_X - T_a$, где L_x — светимость плато в диапазоне 0.3–10 кэВ, а $T_a = t_2/(1+z)$ — момент времени, приходящийся на завершение стадии плато в системе отсчета источника (Дайнутти и др., 2008, 2021).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Параметры GRB 200829A и его родительской галактики, определенные в работе, приведены в табл. 4 и 5.

Обратим внимание на некоторые особенности GRB 200829A. В частности, кривая блеска в гамма-диапазоне демонстрирует сложную структуру, представляющую собой суперпозицию импульсов с разной спектральной жесткостью. В связи с этим корректное определение спектральной задержки оказалось невозможным. Анализ данных с гамма-инструментов BAT/Swift, GBM/Fermi и SPI-ACS/INTEGRAL показал, что событие относится к классу длинных гамма-всплесков (Минаев, Позаненко, 2021). GRB 200829A находится среди других ~ 15 наиболее мощных событий по энергии, выделенной в изотропном эквиваленте ($E_{\text{iso}} \gtrsim 10^{54}$ эрг). На кривой блеска BAT/Swift прослеживается плато, плавно переходящее в продленное излучение, длительностью ~ 800 с, а поток при этом спадает по степенному закону с показателем степени $\alpha \sim -1$, характерным для послесвечения (Мозгунов и др., 2021).

По результатам наблюдений UVOT/Swift и XRT/Swift проведена независимая оценка фотометрического красного смещения GRB 200829A $z = 1.29 \pm 0.04$.

В ходе оптических наблюдений в период 10–40 сут после T_0 не обнаружено признака СН от GRB 200829A. Верхний предел на абсолютную звездную величину СН в максимуме $M_R > -23$ не противоречит известному распределению абсолютных звездных величин СН, ассоциированных с гамма-всплесками (Белкин, Позаненко, 2022).

С помощью телескопа БТА САО РАН найдена родительская галактика GRB 200829A. Ее абсолютная звездная величина $M_R \sim -19.44$ для $z = 1.29$ с учетом поглощения за Галактику, темп звездообразования $\log SFR \sim -0.7 M_{\odot}$ в год, а масса $\sim 8 \times 10^9 M_{\odot}$. Поглощение излучения на луче зрения не противоречит линейной корреляции $N_H \gtrsim 1.6A(V)$, наблюдаемой у родительских галактик гамма-всплесков (Ковино и др., 2013).

Совместный анализ оптических и рентгеновских наблюдений послесвечения GRB 200829A показал хроматическое поведение раннего послесвечения до момента излома кривой блеска в оптическом диапазоне (около 0.15 сут после триггера GBM/Fermi). Наличие хроматической особенности не противоречит модели структурированного джета.

Таблица 6. Журнал результатов оптических наблюдений. Звездные величины в фильтрах UVOT Swift u , b , v , $uvw1$, $uvw2$, $white$, $clear$, R и I приведены в фотометрической системе Vega, в фильтрах g , r , i и z в фотометрической системе AB. Значения приведены без учета межзвездного поглощения за Галактику и родительскую галактику GRB 200829A

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.002361	13.88 ± 0.08	$10.213^{+0.777}_{-0.777}$	Swift/UVOT	v	—
0.003391	14.33 ± 0.07	$3.566^{+0.689}_{-0.689}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.003391	14.33 ± 0.07	$3.566^{+0.689}_{-0.689}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.005810	14.55 ± 0.05	$2.189^{+0.104}_{-0.104}$	Swift/UVOT	u	—
0.007431	15.82 ± 0.08	$1.906^{+0.134}_{-0.134}$	Swift/UVOT	b	—
0.007720	15.46 ± 0.08	$1.263^{+0.248}_{-0.248}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.008009	17.04 ± 0.28	$0.113^{+0.029}_{-0.029}$	Swift/UVOT	$uvw2$	—
0.008299	15.43 ± 0.10	$2.454^{+0.230}_{-0.230}$	Swift/UVOT	v	—
0.008866	15.46 ± 0.14	$0.582^{+0.074}_{-0.074}$	Swift/UVOT	$uvw1$	—
0.009155	15.08 ± 0.09	$1.339^{+0.103}_{-0.103}$	Swift/UVOT	u	—
0.009444	16.13 ± 0.09	$1.430^{+0.112}_{-0.112}$	Swift/UVOT	b	—
0.009734	15.66 ± 0.08	$1.049^{+0.206}_{-0.206}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.010023	18.37 ± 0.52	$0.033^{+0.016}_{-0.016}$	Swift/UVOT	$uvw2$	—
0.010301	15.89 ± 0.12	$1.599^{+0.182}_{-0.182}$	Swift/UVOT	v	—
0.010880	15.63 ± 0.14	$0.497^{+0.067}_{-0.067}$	Swift/UVOT	$uvw1$	—
0.011944	16.00 ± 0.07	$0.768^{+0.148}_{-0.148}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.013275	16.20 ± 0.14	$1.205^{+0.157}_{-0.157}$	Swift/UVOT	v	—
0.013843	16.08 ± 0.17	$0.330^{+0.053}_{-0.053}$	Swift/UVOT	$uvw1$	—
0.014120	15.55 ± 0.10	$0.869^{+0.077}_{-0.077}$	Swift/UVOT	u	—
0.014410	16.39 ± 0.10	$1.131^{+0.097}_{-0.097}$	Swift/UVOT	b	—
0.014688	16.29 ± 0.09	$0.590^{+0.117}_{-0.117}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.015324	16.32 ± 0.20	$1.081^{+0.198}_{-0.198}$	Swift/UVOT	v	—
0.015845	16.13 ± 0.18	$0.316^{+0.051}_{-0.051}$	Swift/UVOT	$uvw1$	—
0.016123	15.80 ± 0.11	$0.693^{+0.066}_{-0.066}$	Swift/UVOT	u	—
0.016458	16.47 ± 0.12	$1.049^{+0.117}_{-0.117}$	Swift/UVOT	b	—
0.016701	16.26 ± 0.09	$0.602^{+0.119}_{-0.119}$	Swift/UVOT	$white$	—
0.016991	18.24 ± 0.48	$0.037^{+0.017}_{-0.017}$	Swift/UVOT	$uvw2$	—
0.017280	16.41 ± 0.16	$0.991^{+0.141}_{-0.141}$	Swift/UVOT	v	—
0.017847	16.84 ± 0.24	$0.163^{+0.036}_{-0.036}$	Swift/UVOT	$uvw1$	—
0.018148	16.03 ± 0.11	$0.559^{+0.058}_{-0.058}$	Swift/UVOT	u	—
0.018438	16.82 ± 0.11	$0.759^{+0.077}_{-0.077}$	Swift/UVOT	b	—

Таблица 6. Продолжение

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.018727	16.42 ± 0.09	$0.519^{+0.103}_{-0.103}$	Swift/UVOT	<i>white</i>	—
0.019306	16.63 ± 0.17	$0.809^{+0.128}_{-0.128}$	Swift/UVOT	<i>v</i>	—
0.019873	16.36 ± 0.19	$0.255^{+0.046}_{-0.046}$	Swift/UVOT	<i>uvw1</i>	—
0.020150	15.99 ± 0.11	$0.582^{+0.060}_{-0.060}$	Swift/UVOT	<i>u</i>	—
0.020440	16.81 ± 0.11	$0.768^{+0.077}_{-0.077}$	Swift/UVOT	<i>b</i>	—
0.035551	16.29 ± 0.13	$0.864^{+0.100}_{-0.113}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.036296	16.34 ± 0.08	$0.828^{+0.061}_{-0.066}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.037041	16.25 ± 0.12	$0.898^{+0.092}_{-0.103}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.037785	16.37 ± 0.11	$0.805^{+0.076}_{-0.084}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.038524	16.41 ± 0.10	$0.773^{+0.066}_{-0.072}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.039271	16.36 ± 0.08	$0.810^{+0.059}_{-0.064}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.040015	16.37 ± 0.07	$0.802^{+0.053}_{-0.057}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.040756	16.43 ± 0.07	$0.763^{+0.046}_{-0.049}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.041500	16.42 ± 0.05	$0.771^{+0.037}_{-0.039}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.042240	16.45 ± 0.05	$0.747^{+0.034}_{-0.035}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.042984	16.45 ± 0.06	$0.750^{+0.041}_{-0.043}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.043734	16.49 ± 0.08	$0.718^{+0.053}_{-0.057}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.044479	16.48 ± 0.07	$0.724^{+0.046}_{-0.050}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.045224	16.42 ± 0.07	$0.765^{+0.050}_{-0.054}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.045982	16.51 ± 0.06	$0.704^{+0.035}_{-0.037}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.046728	16.52 ± 0.07	$0.699^{+0.045}_{-0.049}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.047472	16.55 ± 0.06	$0.682^{+0.038}_{-0.041}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.048218	16.54 ± 0.08	$0.691^{+0.050}_{-0.054}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.048963	16.58 ± 0.06	$0.662^{+0.038}_{-0.040}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.049708	16.54 ± 0.07	$0.689^{+0.041}_{-0.044}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.050451	16.52 ± 0.05	$0.697^{+0.032}_{-0.034}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.051197	16.51 ± 0.07	$0.706^{+0.043}_{-0.046}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.051941	16.55 ± 0.08	$0.679^{+0.048}_{-0.052}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.052685	16.64 ± 0.08	$0.628^{+0.046}_{-0.050}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.053429	16.66 ± 0.07	$0.618^{+0.037}_{-0.040}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.054173	16.64 ± 0.08	$0.630^{+0.043}_{-0.046}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.054916	16.66 ± 0.08	$0.618^{+0.043}_{-0.047}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.055662	16.64 ± 0.08	$0.624^{+0.046}_{-0.050}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—

Таблица 6. Продолжение

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.056408	16.69 ± 0.07	$0.599^{+0.035}_{-0.037}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.057151	16.68 ± 0.06	$0.602^{+0.034}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.057897	16.67 ± 0.07	$0.610^{+0.040}_{-0.042}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.058641	16.72 ± 0.06	$0.583^{+0.029}_{-0.030}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.059387	16.66 ± 0.08	$0.616^{+0.044}_{-0.048}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.060131	16.71 ± 0.07	$0.588^{+0.034}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.060873	16.74 ± 0.08	$0.571^{+0.039}_{-0.042}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.061146	17.50 ± 0.08	$0.192^{+0.038}_{-0.038}$	Swift/UVOT	<i>white</i>	—
0.061617	16.75 ± 0.08	$0.566^{+0.039}_{-0.042}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.062361	16.73 ± 0.07	$0.575^{+0.035}_{-0.038}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.063109	16.75 ± 0.08	$0.569^{+0.040}_{-0.043}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.065139	16.76 ± 0.09	$0.560^{+0.046}_{-0.051}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.065887	16.77 ± 0.07	$0.555^{+0.035}_{-0.037}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.066630	16.77 ± 0.07	$0.554^{+0.036}_{-0.038}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.067374	16.82 ± 0.06	$0.531^{+0.027}_{-0.028}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.068041	16.88 ± 0.19	$0.502^{+0.079}_{-0.093}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.068117	16.92 ± 0.08	$0.483^{+0.033}_{-0.035}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.068863	16.78 ± 0.07	$0.551^{+0.034}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.069605	16.77 ± 0.09	$0.555^{+0.043}_{-0.046}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.070350	16.86 ± 0.07	$0.515^{+0.030}_{-0.032}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.071093	16.86 ± 0.08	$0.512^{+0.035}_{-0.037}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.071839	16.81 ± 0.05	$0.536^{+0.024}_{-0.025}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.072582	16.89 ± 0.09	$0.499^{+0.041}_{-0.045}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.073053	16.79 ± 0.21	$0.548^{+0.098}_{-0.120}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.073328	16.89 ± 0.09	$0.498^{+0.039}_{-0.043}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.074074	16.92 ± 0.08	$0.485^{+0.036}_{-0.039}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.074818	16.87 ± 0.08	$0.508^{+0.036}_{-0.039}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.075561	16.88 ± 0.09	$0.503^{+0.038}_{-0.041}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.076305	16.95 ± 0.09	$0.473^{+0.038}_{-0.041}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.077049	16.90 ± 0.09	$0.493^{+0.041}_{-0.044}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.077791	16.96 ± 0.09	$0.465^{+0.039}_{-0.042}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.078076	17.11 ± 0.18	$0.407^{+0.061}_{-0.072}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.078532	16.97 ± 0.07	$0.463^{+0.031}_{-0.033}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—

Таблица 6. Продолжение

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.079277	16.94 ± 0.07	$0.478^{+0.030}_{-0.032}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.080020	16.93 ± 0.07	$0.481^{+0.032}_{-0.034}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.080766	17.03 ± 0.09	$0.438^{+0.033}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.081412	17.65 ± 0.08	$0.168^{+0.033}_{-0.033}$	Swift/UVOT	<i>white</i>	—
0.081512	16.95 ± 0.07	$0.470^{+0.031}_{-0.034}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.082256	17.05 ± 0.08	$0.428^{+0.032}_{-0.034}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.083000	17.01 ± 0.08	$0.446^{+0.033}_{-0.035}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.083099	17.27 ± 0.28	$0.350^{+0.079}_{-0.103}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.083745	17.02 ± 0.09	$0.441^{+0.035}_{-0.038}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.084490	17.00 ± 0.10	$0.452^{+0.040}_{-0.044}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.085234	17.06 ± 0.09	$0.425^{+0.033}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.085977	17.03 ± 0.09	$0.438^{+0.034}_{-0.037}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.086720	16.99 ± 0.09	$0.456^{+0.038}_{-0.041}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.087465	17.00 ± 0.06	$0.449^{+0.024}_{-0.026}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.088110	17.31 ± 0.29	$0.340^{+0.079}_{-0.102}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.088206	17.04 ± 0.07	$0.433^{+0.025}_{-0.027}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.088952	16.97 ± 0.06	$0.463^{+0.025}_{-0.026}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.089692	17.08 ± 0.09	$0.418^{+0.034}_{-0.037}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.090437	17.09 ± 0.08	$0.413^{+0.028}_{-0.030}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.091182	17.05 ± 0.09	$0.431^{+0.033}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.091927	17.09 ± 0.07	$0.413^{+0.027}_{-0.029}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.092672	17.04 ± 0.09	$0.435^{+0.036}_{-0.039}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.093134	16.81 ± 0.17	$0.535^{+0.076}_{-0.088}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.093926	17.14 ± 0.08	$0.397^{+0.029}_{-0.031}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.094673	17.19 ± 0.10	$0.379^{+0.032}_{-0.036}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.095420	17.19 ± 0.08	$0.377^{+0.028}_{-0.030}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.096163	17.00 ± 0.06	$0.452^{+0.025}_{-0.027}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.098157	16.86 ± 0.17	$0.510^{+0.074}_{-0.087}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.103180	16.82 ± 0.22	$0.532^{+0.098}_{-0.121}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.108203	17.15 ± 0.22	$0.391^{+0.072}_{-0.088}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.113215	17.11 ± 0.23	$0.407^{+0.079}_{-0.097}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.118238	17.39 ± 0.27	$0.314^{+0.068}_{-0.087}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.119339	17.29 ± 0.08	$0.344^{+0.024}_{-0.026}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—

Таблица 6. Продолжение

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.120315	17.33 ± 0.07	$0.333^{+0.022}_{-0.023}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.121292	17.26 ± 0.08	$0.356^{+0.025}_{-0.026}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.122265	17.39 ± 0.06	$0.314^{+0.018}_{-0.019}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.123244	17.33 ± 0.07	$0.334^{+0.020}_{-0.022}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.123261	17.17 ± 0.24	$0.385^{+0.077}_{-0.097}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.124219	17.43 ± 0.08	$0.302^{+0.021}_{-0.022}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.125192	17.30 ± 0.08	$0.341^{+0.026}_{-0.028}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.126167	17.44 ± 0.10	$0.301^{+0.026}_{-0.029}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.127143	17.39 ± 0.08	$0.314^{+0.021}_{-0.023}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.128123	17.45 ± 0.08	$0.299^{+0.022}_{-0.024}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.128284	17.16 ± 0.22	$0.389^{+0.071}_{-0.087}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.129104	17.37 ± 0.07	$0.321^{+0.019}_{-0.021}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.130078	17.38 ± 0.09	$0.318^{+0.025}_{-0.027}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.131051	17.46 ± 0.10	$0.294^{+0.026}_{-0.028}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.132032	17.45 ± 0.10	$0.298^{+0.026}_{-0.029}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.133003	17.49 ± 0.09	$0.287^{+0.023}_{-0.025}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.133978	17.34 ± 0.08	$0.328^{+0.025}_{-0.027}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.134954	17.36 ± 0.10	$0.322^{+0.027}_{-0.030}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.135935	17.40 ± 0.07	$0.312^{+0.019}_{-0.020}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.136912	17.23 ± 0.09	$0.364^{+0.029}_{-0.031}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.137886	17.36 ± 0.09	$0.323^{+0.025}_{-0.028}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.138562	17.31 ± 0.26	$0.340^{+0.073}_{-0.093}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.141863	17.58 ± 0.09	$0.224^{+0.018}_{-0.019}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.143123	17.72 ± 0.09	$0.250^{+0.035}_{-0.036}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.147173	17.30 ± 0.19	$0.342^{+0.054}_{-0.064}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.148628	17.45 ± 0.10	$0.296^{+0.027}_{-0.029}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.149606	17.44 ± 0.14	$0.301^{+0.036}_{-0.040}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.150584	17.57 ± 0.12	$0.266^{+0.028}_{-0.031}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.151559	17.36 ± 0.11	$0.324^{+0.030}_{-0.033}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.152531	17.53 ± 0.10	$0.276^{+0.024}_{-0.026}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.153510	17.52 ± 0.11	$0.279^{+0.027}_{-0.029}$	ТШАО/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.154643	17.72 ± 0.10	$0.249^{+0.036}_{-0.037}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.154643	17.71 ± 0.13	$0.199^{+0.022}_{-0.025}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—

Таблица 6. Продолжение

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.158932	17.48 ± 0.22	$0.289^{+0.053}_{-0.066}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.169696	17.11 ± 0.17	$0.408^{+0.060}_{-0.071}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.176090	17.65 ± 0.09	$0.210^{+0.017}_{-0.018}$	САО РАН/Цейсс-1000	<i>I</i>	28322
0.177833	18.03 ± 0.11	$0.211^{+0.047}_{-0.048}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.180448	17.57 ± 0.24	$0.266^{+0.053}_{-0.066}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>clear</i>	—
0.182092	17.71 ± 0.10	$0.233^{+0.021}_{-0.023}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.182093	17.91 ± 0.09	$0.231^{+0.047}_{-0.048}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.185933	17.90 ± 0.09	$0.167^{+0.013}_{-0.014}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.186352	17.81 ± 0.10	$0.213^{+0.018}_{-0.020}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.186353	18.01 ± 0.12	$0.214^{+0.048}_{-0.049}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.190413	18.00 ± 0.08	$0.197^{+0.032}_{-0.033}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.190611	17.73 ± 0.10	$0.229^{+0.020}_{-0.022}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.190613	17.99 ± 0.11	$0.218^{+0.048}_{-0.049}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.194870	17.80 ± 0.10	$0.215^{+0.019}_{-0.021}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.194873	18.11 ± 0.13	$0.199^{+0.048}_{-0.049}$	КрАО/АЗТ-11	<i>R</i>	—
0.196467	17.68 ± 0.21	$0.241^{+0.042}_{-0.051}$	Китаб (ИСОН)/RC36	<i>Clear</i>	—
0.215673	18.04 ± 0.10	$0.147^{+0.013}_{-0.014}$	Кошка (ИНАСАН)/Zeiss-1000	<i>I</i>	—
0.220163	18.16 ± 0.07	$0.171^{+0.031}_{-0.031}$	Кошка (ИНАСАН)/Zeiss-1000	<i>R</i>	—
0.230043	18.24 ± 0.09	$0.184^{+0.015}_{-0.016}$	Konkoly/RC80	<i>r</i>	—
0.230043	18.49 ± 0.11	$0.146^{+0.014}_{-0.016}$	Konkoly/RC80	<i>i</i>	—
0.245413	18.27 ± 0.09	$0.133^{+0.012}_{-0.013}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.249893	18.24 ± 0.07	$0.162^{+0.031}_{-0.031}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.250093	18.56 ± 0.04	$0.137^{+0.005}_{-0.005}$	Nanshan/NEXT	<i>r</i>	28324
0.267623	18.50 ± 0.05	$0.145^{+0.007}_{-0.007}$	Nanshan/NEXT	<i>i</i>	28324
0.272891	18.91 ± 0.05	$0.099^{+0.004}_{-0.005}$	Liverpool	<i>g</i>	28331
0.275143	18.31 ± 0.08	$0.115^{+0.008}_{-0.009}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.277891	18.55 ± 0.04	$0.138^{+0.005}_{-0.005}$	Liverpool	<i>r</i>	28331
0.279623	18.64 ± 0.06	$0.150^{+0.031}_{-0.031}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.280923	18.89 ± 0.04	$0.101^{+0.004}_{-0.004}$	Nanshan/NEXT	<i>g</i>	28324
0.282891	18.65 ± 0.04	$0.126^{+0.005}_{-0.005}$	Liverpool	<i>i</i>	28331
0.287891	18.57 ± 0.04	$0.136^{+0.005}_{-0.005}$	Liverpool	<i>z</i>	28331
0.304883	18.51 ± 0.11	$0.095^{+0.009}_{-0.010}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.309373	18.44 ± 0.09	$0.137^{+0.031}_{-0.031}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—

Таблица 6. Окончание

$t - T_0$, сут	Зв. величина, mag	Поток, мЯн	Телескоп	Фильтр	GCN №
0.334613	18.53 ± 0.09	$0.094^{+0.007}_{-0.008}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.339103	18.46 ± 0.09	$0.135^{+0.031}_{-0.031}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.375793	18.85 ± 0.12	$0.099^{+0.031}_{-0.031}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.400093	18.73 ± 0.08	$0.078^{+0.006}_{-0.006}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	—
0.452193	18.90 ± 0.08	$0.096^{+0.030}_{-0.030}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	—
0.602836	20.06 ± 0.12	$0.018^{+0.004}_{-0.004}$	Swift/UVOT	<i>white</i>	—
1.062923	>20.4	>0.02535	Nanshan/NEXT	<i>r</i>	28330
1.150123	20.37 ± 0.13	$0.020^{+0.002}_{-0.003}$	САО РАН/Цейсс-1000	<i>R</i>	28322
1.167123	20.14 ± 0.10	$0.021^{+0.002}_{-0.002}$	САО РАН/Цейсс-1000	<i>I</i>	28322
1.291593	20.14 ± 0.20	$0.021^{+0.004}_{-0.004}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>I</i>	28333
1.293093	20.99 ± 0.25	$0.029^{+0.028}_{-0.028}$	Кошка (ИНАСАН)/Цейсс-1000	<i>R</i>	28333
1.307923	20.99 ± 0.16	$0.015^{+0.002}_{-0.002}$	Nanshan/NEXT	<i>r</i>	28330
1.346603	21.01 ± 0.05	$0.014^{+0.001}_{-0.001}$	NOT	<i>r</i>	—
1.361891	21.17 ± 0.09	$0.012^{+0.001}_{-0.001}$	Liverpool	<i>g</i>	28331
1.365891	21.13 ± 0.10	$0.013^{+0.001}_{-0.001}$	Liverpool	<i>r</i>	28331
1.370891	21.25 ± 0.09	$0.011^{+0.001}_{-0.001}$	Liverpool	<i>i</i>	28331
1.375891	20.50 ± 0.08	$0.023^{+0.002}_{-0.002}$	Liverpool	<i>z</i>	28331
2.194383	21.54 ± 0.40	$0.007^{+0.002}_{-0.003}$	АбАО/AS-32	<i>R</i>	—
2.728877	22.40 ± 0.34	$0.002^{+0.001}_{-0.001}$	Swift/UVOT	<i>white</i>	—
2.802903	22.40 ± 0.08	$0.004^{+0.0005}_{-0.0005}$	NOT	<i>r</i>	—
3.15717	>20.4	>0.021	Монды/АЗТ-ЗЗИК	<i>R</i>	—
5.20315	>21.5	>0.008	Монды/АЗТ-ЗЗИК	<i>R</i>	—
13.070211	>23.6	>0.00103	МАО/АЗТ-22	<i>R</i>	—
17.077277	>23.7	>0.00094	МАО/АЗТ-22	<i>R</i>	—
44.561496	>23.9	>0.00078	МАО/АЗТ-22	<i>R</i>	—
349.653193	>24.5	>0.00057	МАО/АЗТ-22	<i>R</i>	—
701.205657	25.46 ± 0.35	$0.00020^{+0.00015}_{-0.00028}$	САО РАН/БТА	<i>R</i>	—

Ссылки: GCN № 28308 — Позаненко и др., 2020; GCN № 28316 — Винко и др., 2020; GCN № 28324 — Москвитин и др., 2020а; GCN № 28324 — Жу и др., 2020а; GCN № 28328 — Москвитин и др., 2020б; GCN № 28330 — Жу и др., 2020б; GCN № 28331 — Иццо, 2020; GCN № 28333 — Вольнова и др., 2020.

Н.С. Панков, А.С. Позаненко, П.Ю. Минаев, С.О. Белкин, Е.В. Клунко и А.А. Вольнова благодарят Министерство Образования и Науки Российской Федерации за финансовую поддержку, грант 075-15-2022-1221 (2022-BRICS-8847-2335). Работа была выполнена с использованием данных, предоставляемых Британским центром научных данных Swift при Лестерском университете. В статье использованы данные наблюдений, проведенных с помощью Северного оптического телескопа, основанного в сотрудничестве с Университетом Турку и Орхусским университетом и управляемого совместно Орхусским университетом, Университетом Турку и Университетом Осло, представляющим Данию, Финляндию и Норвегию, Исландский университет и Стокгольмский университет в Обсерватории дель Роке-де-лос-Мучачос, Ла-Пальма, Испания, Канарского института астрофизики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Амати и др. (L. Amati, F. Frontera, M. Tavani, J.J.M. in't Zand, A. Antonelli, E. Costa, M. Feroci, C. Guidorzi, et al.), *Astron. Astrophys.* **390**, 81 (2002).
- Барков и др. (M.V. Barkov, L. Yonggang, and M. Lyutikov), *Astrophys. J.* **907**, 109 (2021).
- Бауэрман и др. (K. Beuermann, F.V. Hessman, K. Reinsch, H. Nicklas, P.M. Vreeswijk, T.J. Galama, E. Rol, J. van Paradijs, et al.), *Astron. Astrophys.* **352**, 26 (1999).
- Белкин О.А., Позаненко А.С., Мазаева Е.Д. и др., Письма в Астрон. журн. **76**, 783 (2020) [O.A. Belkin et al., *Astron. Lett.* **76**, 783 (2020)].
- Беннетт и др. (C.L. Bennett, D. Larson, J.L. Weiland, and G. Hinshaw), *Astrophys. J.* **794**, 135 (2014).
- Бениамини и др. (P. Beniamini, R. Duque, F. Daigne, and R. Mochkovitch), *MNRAS* **492**, 2847 (2020).
- Бисноватый-Коган и др. (G.S. Bisnovatyi-Kogan, V.S. Imshennik, D.K. Nadyozhin, and V.M. Chechetkin), *Astrophys. Space Sci.* **35**, 3 (1975).
- Блэкбёрн (J.K. Blackburn), *Proc. of the ASP Conf. Ser.* (ed. R.A. Shaw, H.E. Payne, and J.J.E. Hayes, San Francisco, 1995), *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV* **77** 367, (1995).
- Бутлер и др. (N.R. Butler, D. Kocevski, J.S. Bloom, and J.L. Curtis), *Astrophys. J.* **671**, 656 (2007).
- Бурроус и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, A.F. Abbey, A. Beardmore, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005a).
- Бурроус и др. (D.N. Burrows, P. Romano, A. Falcone, S. Kobayashi, B. Zhang, A. Moretti, P.T. O'Brien, M.R. Goad, et al.), *Science* **309**, 1833 (2005b).
- Бэнд и др. (D. Band, J. Matteson, L. Ford, B. Schaefer, D. Palmer, B. Teegarden, T. Cline, M. Briggs, et al.), *Astrophys. J.* **413**, 281 (1993).
- Ванг, Вилер (L. Wang and J.C. Wheeler), *Astrophys. J.* **504**, 87 (1998).
- Ванг и др. (X.-G. Wang, B. Zhang, E.-W. Liang, R.-J. Lu, D.-B. Lin, J. Li, and L. Li), *Astrophys. J.* **859**, 160 (2018).
- Дайнутти и др. (M.G. Dainotti, V.F. Cardone, and S. Capozziello), *MNRAS* **391**, 79 (2008).
- Винко и др. (J. Vinko, K. Vida, A. Pal, L. Kriskovics, R. Szakats, A. Ordasi, and K. Sarneczky), *GCN Circ.* **28316**, 1 (2020).
- Вольнова и др. (A.A. Volnova, A.S. Pozanenko, J. Gorosabel, D.A. Perley, D.D. Frederiks, D.A. Kann, V.V. Rumyantsev, V.V. Biryukov, et al.), *MNRAS* **442**, 2586 (2014).
- Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, and P.Yu. Minaev), *MNRAS* **467**, 3500 (2017).
- Вольнова и др. (A. Volnova, A. Pozanenko, E. Mazaeva, S. Belkin, and P. Minaev), *Proc. of the XXII Inter. Conf. DAMDID/RCDL-2020* (eds. A. Sychev, S. Makhortov, B. Thalheim, Voronezh, Russia, October 13-16, 2020), *CCIS* **1427**, 148 (2021).
- Вусли (S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **405**, 273 (1993).
- Вусли и др. (S.E. Woosley, R.G. Eastman, and B.P. Schmidt), *Astrophys. J.* **516**, 788 (1999).
- Гoad и др. (M.R. Goad, J.P. Osborne, A.P. Beardmore, P.A. Evans, and Swift-XRT team), *GCN Circ.* **28313**, 1 (2020).
- Грубер и др. (D. Gruber, A. Goldstein, V. Weller von Ahlefeld, P. Narayana Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, D. Byrne, W.H. Cleveland, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **211**, 12 (2014).
- Дайгн и др. (F. Daigne, E.M. Rossi, and R. Mochkovitch), *MNRAS* **372**, 3 (2006).
- Дайнутти и др. (M.G. Dainotti, L.A. Lenart, N. Fraija, S. Nagataki, D.C. Warren, B. De Simone, G. Srinivasaragavan, and A. Mata), *Publ. Astron. Soc. Japan* **73**, 970 (2021).
- Дайнутти и др. (M.G. Dainotti, S. Young, L. Li, D. Levine, K.K. Kalinowski, D.A. Kann, B. Tran, L. Zambrano-Tapia, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **261**, 25 (2022).
- Девяткин и др. (A.V. Devyatkin, D.L. Gorshanov, V.V. Kouprianov, and I.A. Verestchagina), *Space Sci. Rev.* **44**, 68 (2010).
- де Паскуаль и др. (M. de Pasquale, S.R. Oates, M.J. Page, D.N. Burrows, A.J. Blustin, S. Zane, K.O. Mason, and P.W.A. Roming), *MNRAS* **377**, 1638 (2007).
- де Паскуаль и др. (M. De Pasquale, S.R. Oates, J.L. Racusin, D.A. Kann, B. Zhang, A. Pozanenko, A.A. Volnova, and A. Trotter), *MNRAS* **455**, 1027 (2016).
- Дерели и др. (H. Dereli-Begue, A. Pe'er, F. Ryde, S.R. Oates, B. Zhang, and M.G. Dainotti), *Nature Communicat.* **13**, 5611 (2022).

31. Дюке и др. (R. Duque, P. Beniamini, F. Daigne, and R. Mochkovitch), *MNRAS* **513**, 951 (2022).
32. Жу и др. (Z.P. Zhu, Y. Fu, X. Liu, D. Xu, X. Gao, X. Zhang, and J.Z. Liu), *GCN Circ.* **28324**, 1 (2020a).
33. Жу и др. (Z.P. Zhu, Y. Fu, X. Liu, D. Xu, X. Gao, X. Zhang, and J.Z. Liu), *GCN Circ.* **28330**, 1 (2020b).
34. Иццо (L. Izzo), *GCN Circ.* **28331**, 1 (2020).
35. Ёи и др. (Sh.-X. Yi, H. Yu, F.Y. Wang, and Z.-G. Dai), *Astrophys. J.* **844**, 79 (2017).
36. Канеко и др. (Y. Kaneko, R.D. Preece, M.S. Briggs, W.S. Paciesas, C.A. Meegan, and D.L. Band), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 298 (2006).
37. Колгейт (S.A. Colgate), *Canadian J. Phys. Suppl.* **46**, 476 (1968).
38. Коллаборация HI4PI и др. (HI4PI Collaboration, N. Ben Bekhti, L. Floer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, B. Winkel, J. Ballin, et al), *Astron. Astrophys.* **594**, 116 (2016).
39. Комиссаров и др. (S. Komissarov, V. Nektarios, A. Konigl, and M. Barkov), *MNRAS* **394**, 1182 (2009).
40. Коувелитоу 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**, 101 (1993).
41. Кошут и др. (T.M. Koshut, W.S. Paciesas, C. Kouveliotou, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, G.J. Fishman, and C.A. Meegan), *Astrophys. J.* **463**, 570 (1996).
42. Куин и др., (N.P.M. Kuin, M.H. Siegel, Swift/UVOT Team), *GCN Circ.* **28311**, 1 (2020).
43. Кумар, Жанг (P. Kumar and B. Zhang), *Phys. Rep.* **561**, 1 (2015).
44. Куприянов (V. Kouprianov), 39th COSPAR Scientific Assembly (Mysore, India, July 14-22, 2012), *COSPAR* **39**, 974 (2012).
45. Ламб и др. (G.P. Lamb, D.A. Kann, J.J. Fernandez, I. Mandel, A.J. Levan, and N.R. Tanvir), *MNRAS* **506**, 4163 (2021).
46. Лаццати и др. (D. Lazzati, S. Covino, G. Ghisellini, D. Fugazza, S. Campana, P. Saracco, P.A. Price, and E. Berger), *Astron. Astrophys.* **378**, 996 (2001).
47. Леван А., *Gamma-Ray Bursts* (Inst. Phys. Publ., 2018), т. 1, с. 250.
48. Левинсон, Эйхлер (A. Levinson and D. Eichler), *Astrophys. J.* **629**, 13 (2005).
49. Лин и др. (A. Lien, T. Sakamoto, S.D. Barthelmy, W.H. Baumgartner, J.K. Cannizzo, K. Chen, N.R. Collins, and J.R. Cummings), *Astrophys. J.* **829**, 7 (2016).
50. Лучков и др. (B.I. Luchkov, I.G. Mitrofanov, and I.L. Rozental'), *Physics-Uspekhi* **39**, 695 (1996).
51. Мазетти и др. (N. Masetti, E. Palazzi, E. Pian, L. Hunt, J.P.U. Fynbo, J. Gorosabel, S. Klose, S. Benetti, et al.), *Astron. Astrophys.* **438**, 841 (2005).
52. Маццали и др. (P.A. Mazzali, J. Deng, N. Tominaga, K. Maeda, K. Nomoto, T. Matheson, K.S. Kawabata, K.Z. Stanek, and P.M. Garnavich), *Astrophys. J.* **599**, 95 (2003).
53. Махаджан и др. (S. Mahajan, M.J. Drinkwater, S. Driver, A.M. Hopkins, A.W. Graham, S. Brough, M.J.I. Brown, B.W. Holwerda, et al.), *MNRAS* **475**, 788 (2018).
54. Месарош, Рис (P. Meszaros and M.J. Rees), *arXiv e-prints*, 1401.3012 (2014).
55. Мецгер и др. (B.D. Metzger, D. Giannios, T.A. Thompson, N. Bucciantini, and E. Quataert), *MNRAS* **413**, 2031 (2011).
56. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Лозников В.М., Письма в Астрон. журн. **36**, 744 (2010a) [P.Yu. Minaev et al. *Astron. Lett.* **36**, 707 (2010a)].
57. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Лозников В.М., Астрофиз. Бюлл. **65**, 343 (2010b) [P.Yu. Minaev et al., *Astrophys. Bull.* **65**, 326 (2010b)].
58. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мольков С.В., Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 271 (2014) [P.Yu. Minaev et al., *Astron. Lett.* **40**, 235 (2014)].
59. Минаев П.Ю., А.С. Позаненко, Письма в Астрон. журн. **43**, 3 (2017) [P.Y. Minaev, A.S. Pozanenko, *Astron. Lett.* **43**, 1 (2017)].
60. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **46**, 573 (2020a).
61. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020b).
62. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2021).
63. Мозгунов Г.Ю., Минаев П.Ю., А.С. Позаненко, Письма в Астрон. журн. **47**, 183 (2021) [G.Yu. Mozgunov et al., *Astron. Lett.* **47**, 150 (2021)].
64. Монет и др. (D.G. Monet, S.E. Levine, B. Canzian, H.D. Ables, A.R. Bird, C.C. Dahn, H.H. Guetter, H.C. Harris, et al.), *Astron. J.* **125**, 984 (2003).
65. 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).
66. Ньювилль и др. (M. Newville, R. Otten, A. Nelson, A. Ingargiola, T. Stensitzki, D. Allan, A. Fox, F. Carter, et al.), *Zenodo* (2021).
67. Оатес и др. (S.R. Oates, M.J. Page, P. Schady, M. de Pasquale, P.A. Evans, K.L. Page, M.M. Chester, and P.A. Curran), *MNRAS* **412**, 561 (2011).
68. Оатес и др. (S.R. Oates, N.P.M. Kuin, M. De Pasquale, S. Campana, A. Tohuvavohu, M.H. Siegel, Neil Gehrels Swift Observatory Team), *GCN Circ.* **28338**, 1 (2020).
69. Отделение научного программного обеспечения при Институте исследований космоса с помощью космического телескопа (Science Software Branch at STScI), *Astrophys. Source Code Lib.* **1207.011**, 1 (2012).

70. Панков и др. (N. Pankov, A. Pozanenko, V. Kouprianov, and S. Belkin), Proc. XXIII Inter. Conf. DAMDID/RCDL-2021 (Ed. A. Pozanenko, S. tupnikov, B. Thalheim, E. Mendez, N. Kiselyova, Moscow, Russia, October 26тAY29, 2021), CCIS **1620**, 104 (2022).
71. Пачинский (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **308**, 43 (1986).
72. Пачинский (B. Paczynski), Proc. Fourth Huntsville Gamma-Ray Burst Symposium (Ed. C.A. Meegan, R.D. Preece, T.M. Koshut), AIP Conf. Proceed. **428**, 783 (1998).
73. Перна и др. (R. Perna, P.J. Armitage, and B. Zhang), *Astrophys. J.* **636**, 29 (2006).
74. Пей (Y.C. Pei), *Astrophys. J.* **395**, 130 (1992).
75. Пирани (T. Piran), *Rev. Modern Phys.* **76**, 1143 (2004).
76. Пиро и др. (L. Piro, M. De Pasquale, P. Soffitta, D. Lazzati, L. Amati, E. Costa, M. Feroci, F. Frontera, et al.), *Astrophys. J.* **623**, 314 (2005).
77. Позаненко А.С., Румянцев В.В., Лозников В.М. и др., Письма в Астрон. журн. **34**, 141 (2008) [A.S. Pozanenko et al., *Astron. Lett.* **34**, 141 (2008)].
78. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Yu. Minaev, A.A. Volnova, E.D. Mazaeva, A.S. Moskvitin, V.A. Samodurov, V.M. Loznikov, and M. Lyutikov), *Astrophys. J.* **852**, 30 (2018a).
79. Позаненко А.С., Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Человеков И.В., Письма в Астрон. журн. **45**, 768 (2019) [A.S. Pozanenko, P.Yu. Minaev, S.A. Grebenev, I.V. Chelovekov, *Astron. Lett.* **45**, 710 (2019)].
80. Позаненко и др. (A. Pozanenko, N. Pankov, S. Belkin, A. Volnova, I. Reva, A. Zhornichenko, A. Novichonok, S. Naroenkov, A. Antoniuk, R.Ya. Inasaridze, et al.), *GCN Circ.* **28359**, 1 (2020).
81. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Yu. Minaev, and A.A. Volnova), Письма в Астрон. журн. **47**, 791 (2021).
82. Постнов (K.A. Postnov), *Phys. Usp.* **42**, 469 (1999).
83. Прилуцкий, Усов (O.F. Prilutskii and Usov V.V.), *Astrophys. Space Sci.* **34**, 395 (1975).
84. Ресми и др. (L. Resmi, K. Misra, G. Johannesson, A.J. Castro Tirado, J. Gorosabel, M. Jelinek, D. Bhattacharya, and P. Kubanek), *MNRAS* **427**, 288 (2012).
85. Розенталь и др. (I.L. Rozental, V.V. Usov, and I.V. Estulin), *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 97 (1983).
86. Роулинсон и др. (A. Rowlinson, P.T. O'Brien, B.D. Metzger, N.R. Tanvir, and A.J. Levan), *MNRAS* **430**, 2 (2013).
87. Сари и др. (R. Sari, T. Piran, and J.P. Halpern), *Astrophys. J.* **519**, 17 (1999).
88. Свенсон и др. (C.A. Swenson, P.W.A. Roming, M. De Pasquale, and S.R. Oates), *Astrophys. J.* **774**, 2 (2013).
89. Сигель и др. (M.H. Siegel, J.D. Gropp, J.A. Kennea, N.P.M. Kuin, S. Laha, B. Sbarufatti, Neil Gehrels Swift Observatory Team), *GCN Circ.* 28307, 1 (2020).
90. Усов (V.V. Usov), *Nature* **357**, 472 (1992).
91. фон Кинлин и др. (A. von Kienlin, V. Beckmann, A. Rau, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, 299 (2003).
92. фон Кинлин и др. (A. von Kienlin, C.A. Meegan, W.S. Paciesas, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, E. Burns, and W.H. Cleveland), *Astrophys. J.* **893**, 46 (2020).
93. Хаккила, Прис (J. Hakkila and R.D. Preece), *Astrophys. J.* **740**, 104 (2011).
94. Хилл и др. (J.E. Hill, D.C. Morris, T. Sakamoto, G. Sato, D.N. Burrows, L. Angelini, P. Lorella, M. Claudio, et al.), *Astrophys. J.* **639**, 303 (2006).
95. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, A. Frederiks, D. Golenetskii, et al.), *Astrophys. J.* **850**, 161 (2017).
96. Цветкова и др. (A. Tsvetkova, A. Frederiks, D. Svinikin, et al.), *Astrophys. J.* **908**, 83 (2021).
97. 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* **1612.05560**, 1 (2016).
98. Шади и др. (P. Schady, M.J. Page, S.R. Oates, M. Still, M. de Pasquale, T. Dwelly, N.P.M. Kuin, S.T. Holland, et al.), *MNRAS* **401**, 4 (2010).
99. Шлафли, Финкбайнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
100. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, and M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).
101. Ю и др. (Y.-W. Yu, H. Gao, F.-Y. Wang, and B.-B. Zhang), *arXiv eprints*, 2204.04417 (2022).
102. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, L.G. Tyler, J.P. Osborne, M.R. Goad, P.T. O'Brien, L. Vetere, et al.), *Astron. Astrophys.* **469**, 379 (2007).
103. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).
104. Эйхлер, Левинсон (D. Eichler and A. Levinson), *Astrophys. J.* **614**, 13 (2004).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ СПИРАЛЬНОГО УЗОРА ГАЛАКТИКИ ПО ТРЕМ ВЫБОРКАМ ЗВЕЗД

© 2023 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

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

Поступила в редакцию 09.03.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.; принята к публикации 28.03.2023 г.

Привлечены полученные нами ранее по трем звездным выборкам оценки амплитуд скоростей возмущения f_R и f_θ , вызванные влиянием спиральной волны плотности. Это галактические мазерные источники с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами и собственными движениями, ОБ2-звезды и цефеиды. По этим данным получены новые оценки угловой скорости вращения спирального узора в Галактике Ω_p : 24.61 ± 2.06 , 24.71 ± 1.29 и 25.98 ± 1.37 км/с/кпк, по выборке мазеров, ОБ2-звезд и цефеид соответственно. Значения радиуса коротации для этих трех выборок составили R_{cor}/R_0 : 1.16 ± 0.09 , 1.15 ± 0.06 и 1.09 ± 0.06 , что говорит о том, что коротационный круг расположен между Солнцем и отрезком рукава Персея.

Ключевые слова: спиральный узор, радиус коротации, структура Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010823030026, **EDN:** CRCTGK

ВВЕДЕНИЕ

Изучение спиральной структуры Галактики представляет большой интерес. Хорошо известны индикаторы спиральной структуры, например, водородные облака, ОБ-звезды или цефеиды. Предложены различные методы определения значений таких параметров, как угол закрутки спирального узора i , количество спиральных рукавов m , угловая скорость вращения спирального узора Ω_p , положение радиуса коротации R_{cor} . Однако нет полного согласия между результатами различных авторов.

Начиная с пионерских работ Линя, Шу (1964), Линя и др. (1969), Юаня (1969), посвященных применению линейной теории спиральной волны плотности к анализу реальных данных, этой проблеме посвящено огромное количество научных публикаций. Можно отметить, например, работы Марочника и др. (1972), Крезе, Меннесье (1973), Била, Овендена (1978), Мишурова и др. (1979), Локтина, Маткина (1992), Мишурова и др. (1997), Амарала, Лепине (1997), Расторгуева и др. (2001), Фернандеса и др. (2001), Диаса, Лепине (2005), Юнкейры и др. (2015), Дамбиса и др. (2015), Диаса и др. (2019), Кастро-Гинарда и др. (2021), Йоши, Малхотры (2022).

Раньше часто использовали двухрукавную модель спирального узора с $m = 2$ и $i \sim -6^\circ$. В последнее время больше склоняются к четырехрукавной модели с $m = 4$ и $i \sim -12^\circ$. Большая доказательная база в пользу именно четырехрукавного глобального узора собрана в обзорах Валле (1995, 2002, 2008, 2017a). Правда, речь идет о глобальном спиральном узоре с постоянным углом закрутки, одинаковым для всех рукавов. В последнее же время приобретает популярность четырехрукавная модель с секторной структурой рукавов (Рид и др., 2014, 2019), которая подкреплена анализом мазерных источников с высокоточными измерениями их тригонометрических параллаксов, полученных в результате РСДБ-наблюдений.

Большой интерес представляют точные значения угловой скорости вращения спирального узора и радиуса коротации. Однако современные оценки этих параметров лежат в широком интервале. Например, в обзоре Герхарда (2011) сделан вывод о том, что значение угловой скорости вращения спиральной структуры немного меньше скорости вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 . Это означает, что радиус коротации находится немного дальше R_0 . По индикаторам с возрастными 10^7 – 10^8 лет среднее значение Ω_p составляет 25.2 км/с/кпк. Однако работы, посвященные распределению звездных скоростей в окрестностях Солнца, дают более широкий диапазон Ω_p : 17 –

*Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

28 км/с/кпк. Жак Валле регулярно делает обзор параметров спиральной структуры Галактики. В одной из последних таких работ он нашел (Валле, 20176), что в среднем Ω_p близко к значению $23 \pm \pm 2$ км/с/кпк.

Положение радиуса коротации имеет важное, а иногда и критическое значение при моделировании некоторых процессов. Дело в том, что во вращающейся системе координат волна плотности движется от коротации к центру Галактики и от коротации во внешние области Галактики. Как показано в работе Ачаровой и др. (2010), комбинированный эффект коротационного резонанса и турбулентной диффузии является причиной формирования бимодального радиального распределения железа и кислорода в галактическом диске. Другой пример, рассеянные звездные скопления, находящиеся в области коротации, испытывающие при этом небольшие радиальные колебания, рассеиваются при разрушении по огромному дисковому пространству (Мишурув, Ачарова, 2011).

В ряде наших работ (Бобылев, Байкова, 2022а,б,г) были найдены амплитуды скоростей возмущения f_R и f_θ , вызванные влиянием спиральной волны плотности, а также получены оценки угловой скорости вращения Галактики. Эти параметры были найдены по трем выборкам: по галактическим мазерам с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами и собственными движениями, по ОВ2-звездам и цефеидам. Для определения скоростей f_R и f_θ применялся спектральный анализ остаточных скоростей звезд. Целью настоящей работы являются оценка угловой скорости вращения спирального узора Ω_p в Галактике и положение радиуса коротации $R_{\text{кор}}$ на основе этих данных.

МЕТОД

Положение звезды в логарифмической спиральной волне можно записать так:

$$R = R_0 e^{(\theta - \theta_0) \text{tg } i}, \quad (1)$$

где R — расстояние от центра Галактики до звезды; R_0 — расстояние от центра Галактики до Солнца; θ — позиционный угол звезды: $\text{tg } \theta = y_1/(R_0 - x_1)$, где x_1, y_1 — гелиоцентрические галактические прямоугольные координаты звезды, причем ось x_1 направлена от Солнца к галактическому центру, а направление оси y_1 совпадает с направлением галактического вращения; θ_0 — некоторый произвольно выбранный начальный угол; i — угол закрутки спирального узора ($i < 0$ для закручивающейся спирали). После логарифмирования левой

и правой частей, уравнение (1) можно переписать следующим образом:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \theta \text{tg } i + \text{const}. \quad (2)$$

Согласно теории спиральной волны плотности Линя, Шу (1964), уравнение (2) выглядит так (Юань, 1969):

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \text{tg } i \left(\theta + \frac{\chi - \chi_0}{m} - \Omega_p t \right), \quad (3)$$

где χ — радиальная фаза волны, χ_0 — положение Солнца в волне, Ω_p — угловая скорость вращения спирального узора, t — время, а m — количество спиральных рукавов.

В основе подхода, который мы применяем в настоящей работе, лежит вытекающее из линейной теории волн плотности Линя, Шу (1964) соотношение (Рольфс, 1980):

$$\begin{aligned} \chi &= m[\Omega_p - \Omega(R)]t + \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) \text{ctg } i = \\ &= \kappa \nu t + \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) \text{ctg } i, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Omega = \Omega(R)$ — угловая скорость вращения Галактики, $\kappa^2 = 4\Omega^2 \left(1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR}\right)$ — эпициклическая частота ($\kappa > 0$), $\nu = m(\Omega_p - \Omega)/\kappa$ — частота, с которой пробная частица встречает проходящее спиральное возмущение.

Влияние спиральной волны плотности на пространственные прямоугольные гелиоцентрические скорости звезды U и V носит периодический характер, поэтому представляется в следующем виде (Крезе, Меннесье, 1973; Мишурув и др., 1979):

$$\begin{aligned} U &= f_R \cos \chi, \\ V &= f_\theta \sin \chi, \end{aligned} \quad (5)$$

где амплитуды скоростей возмущения f_R и f_θ можно найти из наблюдений, например, путем решения кинематических уравнений, либо путем спектрального анализа остаточных (освобожденных от пекулярного движения Солнца и вращения Галактики) скоростей звезд. Отметим, что обе скорости возмущения f_R и f_θ , которые найдены нами на основе спектрального анализа, являются положительными.

Таблица 1. Оценки параметров спирального узора Ω_p и R_{cor}

Параметры	Мазеры	ОВ2-звезды	Цефеиды
N_*	150	1812	363
Ω_0 , км/с/кпк	30.18 ± 0.38	29.71 ± 0.06	28.87 ± 0.23
Ω'_0 , км/с/кпк ²	-4.368 ± 0.077	-4.014 ± 0.018	-3.894 ± 0.063
f_R , км/с	8.1 ± 1.4	4.8 ± 0.7	5.5 ± 2.0
f_θ , км/с	6.1 ± 1.7	4.1 ± 0.9	7.1 ± 2.0
σ_R , км/с	12	13.4	15
Источник	(1)	(2)	(3)
Ω_p , км/с/кпк	24.61 ± 2.06	24.71 ± 1.29	25.98 ± 1.37
R_{cor} , кпк	9.37 ± 0.78	9.34 ± 0.49	8.84 ± 0.47
R_{cor}/R_0	1.16 ± 0.09	1.15 ± 0.06	1.09 ± 0.06
$\mathfrak{I}_\nu^{(2)}/\mathfrak{I}_\nu^{(1)}$	0.672	0.635	0.569

Примечание. N_* — количество использованных звезд; (1) — Бобылев, Байкова (2022б); (2) — Бобылев, Байкова (2022а,в); (3) — Бобылев, Байкова (2022г).

С другой стороны, f_R и f_θ имеют следующий вид:

$$f_R = \frac{kA}{\varkappa} \frac{\nu}{1 - \nu^2} \mathfrak{I}_\nu^{(1)}(x), \quad (6)$$

$$f_\theta = -\frac{kA}{2\Omega} \frac{1}{1 - \nu^2} \mathfrak{I}_\nu^{(2)}(x), \quad (7)$$

где A — амплитуда потенциала спиральной волны, $k = m \operatorname{ctg} i / R$ — радиальное волновое число, $\mathfrak{I}_\nu^{(1)}(x)$ и $\mathfrak{I}_\nu^{(2)}(x)$ — редукционные факторы

$$\mathfrak{I}_\nu^{(1)}(x) = \frac{1 - \nu^2}{x} \left[1 - \frac{\nu\pi}{\sin(\nu\pi)} \times \right. \quad (8)$$

$$\left. \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{-x(1+\cos(s))} \cos(\nu s) ds \right],$$

$$\mathfrak{I}_\nu^{(2)}(x) = (\nu^2 - 1) \frac{\nu\pi}{\sin(\nu\pi)} \times \quad (9)$$

$$\times \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{-x(1+\cos(s))} \cos(\nu s) ds \right],$$

являющиеся функциями координаты $x = k^2 \sigma_R^2 / \varkappa^2$, где σ_R — среднеквадратическое значение дисперсии радиальных скоростей звезд. Соотношения (6)–(9) позволяют определить Ω_p после подстановки значений параметров (f_R , f_θ , Ω_0 , Ω'_0 , σ_R), полученных из наблюдений.

Амплитуду потенциала спиральной волны оцениваем на основе известного соотношения (Фернандес и др. 2008):

$$A = \frac{(R_0 \Omega_0)^2 f_{r0} \operatorname{tg} i}{m}, \quad (10)$$

где значение отношения радиальной компоненты гравитационной силы, соответствующей спиральным рукавам, к общей гравитационной силе Галактики, f_{r0} , берем равным 0.04 ± 0.01 (Бобылев, Байкова, 2012). В настоящей работе используем четырехрукавную модель спирального узора Галактики $m = 4$ с углом закрутки $i = -12.5^\circ$. Значение R_0 принимаем равным 8.1 ± 0.1 кпк согласно обзору Бобылева, Байковой (2021), где оно было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок.

Зная отношение $\mathfrak{I}_\nu^{(2)}/\mathfrak{I}_\nu^{(1)}$, найденное значение Ω_p можно проконтролировать согласно выражению, полученному из (6) и (7) для $R = R_0$ и $\Omega = \Omega_0$:

$$\Omega_p - \Omega_0 = -\frac{\mathfrak{I}_\nu^{(2)}}{\mathfrak{I}_\nu^{(1)}} \frac{f_R}{f_\theta} \frac{2\Omega_0}{m} \left(1 + \frac{R_0 \Omega'_0}{2\Omega_0} \right). \quad (11)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 суммированы результаты определения угловой скорости спирального узора Ω_p и радиуса коротации R_{cor} , найденные в настоящей работе по

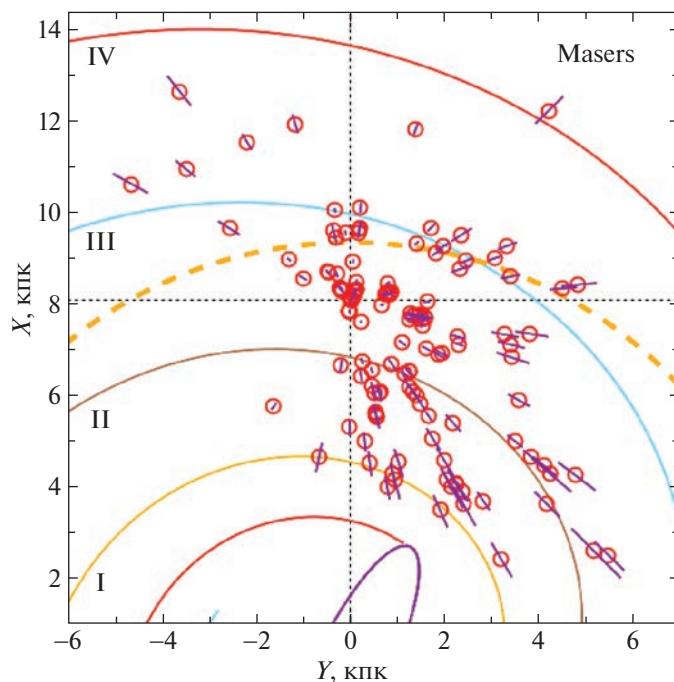


Рис. 1. Распределение 150 мазеров и радиозвезд с ошибками тригонометрических параллаксов менее 10% в проекции на галактической плоскости XY , для каждой звезды даны бары ошибок определения расстояний, показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^\circ$, отмечен центральный галактический бар, жирной пунктирной линией показан найденный круг коротации.

трем выборкам молодых объектов. Это мазеры, OB2-звезды и цефеиды.

Значения радиуса коротации были вычислены на основе соотношения, полученного путем приравнивания линейной скорости вращения Галактики и найденной скорости вращения спирального узора:

$$R_{\text{кор}} = R_0 + (\Omega_p - \Omega_0)/\Omega'_0. \quad (12)$$

Мазеры

В работе Бобылева, Байковой (2022б) проанализирована выборка мазеров и радиозвезд с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами. Причем рассматривались только объекты с ошибками измерения параллаксов менее 10%.

Основными источниками данных послужили каталоги Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020). В список Рида и др. (2019) включены данные о 199 мазерах. РСДБ-наблюдения проводились на нескольких радиочастотах в рамках проекта BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey¹). Хирота и др. (2020) представили каталог из 99 источников мазерного излучения, наблюдавшихся исключительно на частоте 22 ГГц

по программе VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry²).

Распределение использованных мазеров и радиозвезд в проекции на галактической плоскости XY дано на рис. 1. На рисунке использована система координат, в которой ось X направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси Y совпадает с направлением вращения Галактики. Четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^\circ$ дан согласно работе Бобылева, Байковой (2014), здесь он построен со значением $R_0 = 8.1$ кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие четыре спиральные рукава: I — Щита, II — Киля—Стрельца, III — Персея и IV — Внешний рукав.

На рис. 1 хорошо представлен Местный рукав (около 70 источников). Тем не менее видна концентрация звезд к отрезкам рукавов Персея, Киля—Стрельца и Щита.

Оценки угловой скорости вращения Галактики и двух ее производных были получены по 150 мазерам из области Галактики $R > 4$ кпк. А оценки скоростей возмущений f_R и f_θ найдены с применением

¹<http://bessel.vlbi-astrometry.org>

²<http://veraserver.mtk.nao.ac.jp>

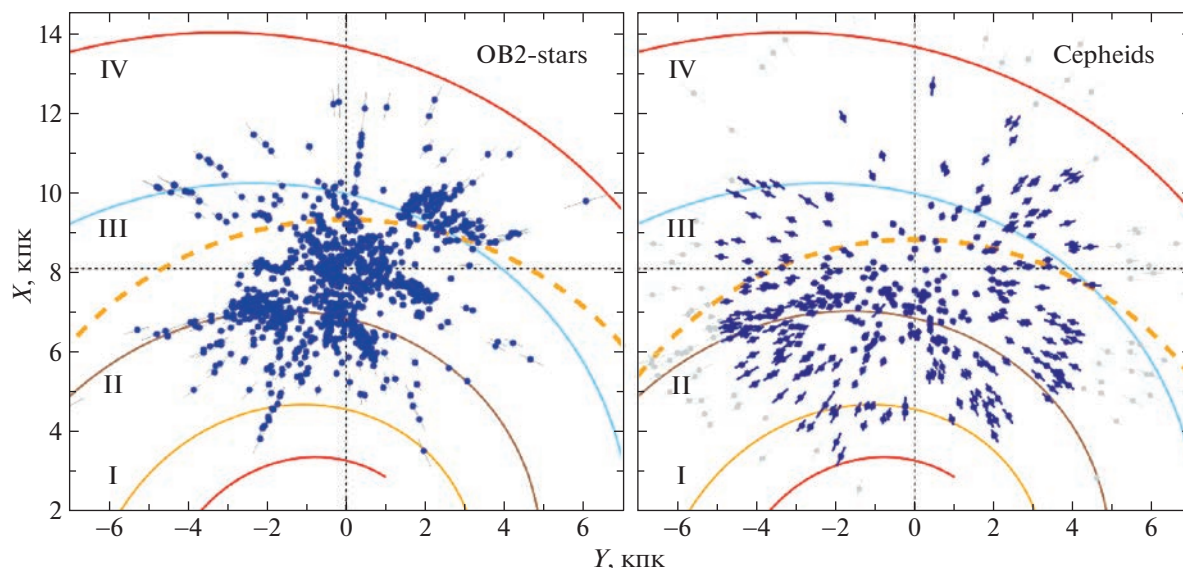


Рис. 2. Распределение OB2-звезд (слева) и цефеид (справа) в проекции на галактической плоскости XY , даны бары ошибок, которые соответствуют заявленным ошибкам определения расстояний в соответствующем каталоге, показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^\circ$, жирными пунктирными линиями показаны соответствующие круги коротации.

спектрального анализа остаточных скоростей маэров, расположенных в околосолнечной окрестности радиусом 5 кпк. По этой выборке маэров мы вычислили среднеквадратическое значение дисперсии радиальных скоростей $\sigma_R = 12$ км/с.

OB2-звезды

Оценки угловой скорости вращения Галактики и ее производных были определены в работе Бобылева, Байковой (2022a) из анализа собственных движений 9750 OB2-звезд. Для этого была использована выборка OB2-звезд из работы Сюя и др. (2021) с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3, Браун и др., 2021).

По этой выборке также были найдены главные оси эллипсоида дисперсий остаточных скоростей OB2-звезд $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = (11.79, 9.66, 7.21) \pm \pm (0.06, 0.05, 0.04)$ км/с и показано, что первая ось этого эллипсоида отклонена от направления на центр Галактики на небольшой угол, составляющий около 12° . Таким образом, значение σ_1 можно использовать в качестве дисперсии радиальных скоростей σ_R в соотношениях (6)–(9).

В работе Бобылева, Байковой (2022b) была изучена кинематика полных пространственных скоростей OB2-звезд. Это 1812 звезд с измеренными лучевыми скоростями, собственными движениями и тригонометрическими параллаксами.

Распределение этих OB2-звезд и в проекции на галактической плоскости XY дано на рис. 2. По ним были определены амплитуды скоростей возмущения f_R и f_θ с применением спектрального анализа остаточных скоростей. Как можно видеть из рисунка, хорошо представлены Местный рукав, а также рукава Киля–Стрельца и Персея.

Непосредственное вычисление дисперсии радиальных скоростей по этой выборке OB2-звезд дало значение $\sigma_R = 13.4$ км/с. Таким образом, ошибки лучевых скоростей увеличили значение σ_R по сравнению с $\sigma_1 = 11.79$ км/с, что была получена из анализа только собственных движений звезд.

Цефеиды

Оценки угловой скорости вращения Галактики и ее производных по выборке цефеид были определены в работе Бобылева, Байковой (2022 г). Для этого была использована выборка из 363 цефеид моложе 120 млн лет, которые расположены не далее 5 кпк от Солнца. Их средний возраст составил 85 млн лет. Собственные движения этих звезд были взяты нами из каталога Gaia EDR3.

Основой для изучения выборки цефеид нам послужила работа Сковрон и др. (2019), где для 2431 классической цефеиды даны расстояние, возраст, период пульсации и фотометрические данные. Наблюдения этих переменных звезд были выполнены в рамках программы OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment, Удальский и др.,

2015). Расстояния до цефеид были вычислены на основе калибровочных соотношений период—светимость, найденных Вангом и др. (2018) по кривым блеска цефеид в среднем инфракрасном диапазоне для восьми полос. Это четыре полосы каталога космического телескопа WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer, Чен и др., 2018), W1–W4: [3.35], [4.60], [11.56] и [22.09] мкм и четыре полосы обзора GLIMPSE (Spitzer Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire, Бенджамин и др., 2003): [3.6], [4.5], [5.8] и [8.0] мкм. Для каждой звезды в каталоге Сковрон и др. (2019) вычислено значение поглощения A_{K_s} по картам поглощения. Согласно этим авторам, ошибка определения расстояния до цефеид в их каталоге составляет $\sim 5\%$. Оценки возраста Сковрон и др. (2019) получили по методике Андерсона и др. (2016) с учетом периода осевого вращения звезды и индекса металличности.

Распределение цефеид моложе 120 млн лет в проекции на галактической плоскости XY дано на рис. 2. Темными точками на рисунке отмечены 363 цефеиды, расположенные не далее 5 кпк от Солнца, где выборка удовлетворяет условию полноты. На рисунке хорошо представлен только отрезок рукава Киля—Стрельца. По этим 363 цефеидам определены амплитуды скоростей возмущения f_R и f_θ на основе спектрального анализа остаточных скоростей звезд. Значение $\sigma_R = 15$ км/с для этих звезд можно оценить, исходя из ошибки единицы веса, полученной при решении кинематических уравнений в работе Бобылева, Байковой (2022 г.). Непосредственное вычисление по 363 цефеидам с измеренными лучевыми скоростями дало близкое значение $\sigma_R = 14.9$ км/с.

ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 2 даны оценки Ω_p , полученные различными методами. Эти результаты были получены в основном по таким молодым объектам, как ОВ-звезды, РЗС и цефеиды.

Как известно, первые оценки Ω_p , найденные Линем и др. (1969) и Юанем (1969), породили дискуссию (Марочник и др., 1972) о выборе наиболее вероятного значения 13 или 23 км/с/кпк. Однако и сегодня вопрос выбора верного значения Ω_p стоит не менее остро. Обсуждение этой проблемы можно найти, например, в работах Палуша и др. (1977), Палуша (1980), Марочника, Сучкова (1981), Пичардо и др. (2003) или Мартоса и др. (2004).

Удивительно, но и сегодня имеются оценки с малым значением $\Omega_p = 12$ км/с/кпк, полученные в работах Эйлерс и др. (2020) и Валле (2021) по современным данным. Правда, эти оценки мы не включили в таблицу, посчитав их экзотическими.

В таблицу мы не включили результаты модельных расчетов (например, Квиллен, Минчев, 2005; Чакрабартти, 2007; Мищенко и др., 2018), полученных с заранее заданными значениями Ω_p , посчитав такие оценки косвенными. Не включены были также работы, где авторы либо не определились со средним значением Ω_p (Грив и др., 2017), либо находят Ω_p отдельно по какому-либо отрезку спирального рукава (Наоц, Шавив, 2007). Но и без того можно видеть, что современные результаты лежат в очень широком интервале Ω_p : 18–32 км/с/кпк.

Прямой метод

Из выражения (3) вытекает простое соотношение:

$$\Omega_p = \frac{\theta - \theta_{\text{birth}}}{t}, \quad (13)$$

где θ — текущее положение звезды, θ_{birth} — позиционный угол, соответствующий месту рождения звезды, а t — возраст звезды. В табл. 2 этот метод обозначен как “ $\theta - \theta_{\text{birth}}$ ”.

Такой метод оценивания Ω_p , следуя Диасу, Лепине (2005), называем прямым. Его применяют в тех случаях, когда известны пространственные скорости звезд, их индивидуальные возрасты и принадлежность к конкретному спиральному рукаву. Разумеется, речь идет о молодых звездах, подверженных влиянию спиральной волны плотности. Для определения места рождения звезд θ_{birth} обычно строятся их галактические орбиты в прошлом с использованием подходящей модели гравитационного потенциала Галактики.

Используя прямой метод анализа в приложении к выборке молодых РЗС, Наоц, Шавив (2007) нашли для рукава Персея $\Omega_p = 20.0^{+1.7}_{-1.2}$ км/с/кпк и для Местного рукава $\Omega_p = 28.9^{+1.3}_{-1.2}$ км/с/кпк. Для двух участков рукава Киля—Стрельца эти авторы нашли два значения: $\Omega_{p1} = 16.5^{+1.2}_{-1.4}$ км/с/кпк и $\Omega_{p2} = 29.8^{+0.6}_{-1.3}$ км/с/кпк.

Диас и др. (2019) проанализировали кинематику около 440 РЗС моложе 50 млн лет, принадлежащих отрезкам спиральных рукавов Персея, Местного и Киля—Стрельца. Для вычисления средних расстояний и собственных движений скоплений были использованы данные из каталога Gaia DR2. На основе прямого метода — с определением места рождения РЗС — были получены оценка $\Omega_p = 28.2 \pm 2.1$ км/с/кпк и значение радиуса коротации $R_{\text{cor}} = 8.51 \pm 0.64$ кпк. Для принятых $R_0 = 8.3$ кпк и $V_0 = 240$ км/с значение радиуса коротации здесь составляет $R_{\text{cor}} = (1.02 \pm 0.07)R_0$.

Таблица 2. Оценки Ω_p , полученные различными авторами по молодым объектам

Ω_p , км/с/кпк	Объекты	Метод	Ссылка
11–13.5	ОВ-звезды	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(1)
~ 20	ОВ-звезды	ν	(2)
17.8 ± 3.1	ОВ-звезды	ν	(3)
19.1 ± 3.6	A,F,G-сверхгиганты и цефеиды	ν	(4)
21.3	РЗС	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(5)
28.1 ± 2.0	цефеиды	ν	(6)
20 ± 2	РЗС	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(7)
~ 30	ОВ-звезды	ν	(8)
24 ± 1	РЗС	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(9)
$18.6^{+0.3}_{-0.2}$	$\sim 200\,000$ звезд каталога RAVE	ν	(10)
20.3 ± 0.5	ОВ-звезды	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(11)
23.0 ± 0.5	РЗС и гиганты	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(12)
25.2 ± 0.5	цефеиды	$\Delta\chi$	(13)
28.2 ± 2.1	РЗС	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(14)
32.0 ± 0.9	РЗС	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(15)
27 ± 1	цефеиды	$\Delta\chi$	(16)
26.5 ± 1.5	РЗС	$\theta - \theta_{\text{birth}}$	(17)

Примечание. (1) — Лин и др. (1969); (2) — Крезе, Меннесье (1973); (3) — Бил, Овенден (1978); (4) — Мишуров и др. (1979); (5) — Локтин, Маткин (1992); (6) — Мишуров и др. (1997); (7) — Амарал, Лепине (1997); (8) — Фернандес и др. (2001); (9) — Диас, Лепине (2005); (10) — Зиберт и др. (2012); (11) — Сильва, Напивотски (2013); (12) — Юнкейра и др. (2015); (13) — Дамбис и др. (2015); (14) — Диас и др. (2019); (15) — Кастро-Гинард и др. (2021); (16) — Бобылев, Байкова (2022д); (17) — Йоши, Малхотра (2022).

Йоши, Малхотра (2022) по различным литературным источникам сформировали выборку из 6133 РЗС, большинство из которых были обнаружены уже по данным Gaia. Проанализировав пространственное распределение скоплений, эти авторы показали, что большинство РЗС покидают спиральные рукава примерно через 10–20 млн лет после своего возникновения. Сравнив текущие положения около 440 молодых РЗС с их положениями на момент рождения, Йоши, Малхотра

(2023) на основе соотношения (13) нашли $\Omega_p = 26.5 \pm 1.5$ км/с/кпк. Значение радиуса коротации $R_{\text{cor}} = 8.83^{+0.48}_{-0.46}$ кпк ($R_{\text{cor}}/R_0 = 1.08^{+0.06}_{-0.05}$) эти авторы оценили, привязавшись к кривой вращения Галактики, задаваемой потенциалом из работы Бови (2015), где $\Omega_0 = 27.5$ км/с/кпк ($V_0 = 220$ км/с и $R_0 = 8.0$ кпк). Отметим, что эти авторы рассматривали более сложный вариант уравнения (1), описывающий каждый отрезок спирального рукава

в виде секторной структуры:

$$R = R_{\text{kink}} e^{(\theta - \theta_{\text{kink}}) \text{tg } i}, \quad (14)$$

где R_{kink} и θ_{kink} — характеристики секторной структуры спирального рукава.

Относительные методы

Далее опишем результаты, полученные несколькими методами. Их мы называем относительными, так как они прямо зависят от принятого значения угловой скорости галактического вращения Ω_0 . В табл. 2 метод, основанный на применении соотношений (6)–(9), обозначен как “ ν ”.

При рассмотрении относительных смещений в положениях звезд, вызванных спиральной волной плотности за промежуток времени Δt , уравнение (3) запишется так:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = \text{tg } i \times \left[\theta - \theta_0 + \frac{\chi - \chi_0}{m} + (\Omega - \Omega_p) \Delta t \right]. \quad (15)$$

При $R = R_0$ и $\theta = \theta_0 = 0$ будем иметь следующее соотношение:

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta\chi \times 10^3}{m\Delta t}, \quad (16)$$

где разность фаз $\Delta\chi$ выражена в радианах, разность возраста Δt в млн лет, а $\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega_p$ в км/с/кпк. В табл. 2 этот метод обозначен как “ $\Delta\chi$ ”.

Анализ положений звезд

Из анализа пространственного положения РЗС различного возраста Локтин, Маткин (1992) получили оценку $\Omega_p = 21.3$ км/с/кпк. По пространственному распределению классических цефеид Дамбис и др. (2015) нашли значение $\Omega_p = 25.2 \pm 0.5$ км/с/кпк, усредненное по трем отрезкам спиральных рукавов.

Изучая распределение цефеид разного возраста в рукавах Киля–Стрельца и Внешем, Бобылев, Байкова (2022 г.) получили оценку $\Omega_p = 27 \pm 1$ км/с/кпк и значение радиуса коротации $R_{\text{cor}} = 9.0 \pm 0.3$ кпк ($R_{\text{cor}}/R_0 = 1.1 \pm 0.04$).

Анализ кинематики звезд

Вначале отметим результаты применения соотношений (6)–(9). Так, Крезе, Меннесье (1973) нашли $\Omega_p = 20.0 \pm 4.1$ км/с/кпк по выборке ОВЗ-звезд с принятым значением $R_0 = 8$ кпк. В работе Мишурова и др. (1979) по кинематике 183

AFG-сверхгигантов и выборки из 192 классических цефеид была получена оценка $\Omega_p = 19.1 \pm 3.6$ км/с/кпк. Позже, по кинематике классических цефеид, Мишуров и др. (1997) нашли $\Omega_p = 28.1 \pm 2.0$ км/с/кпк. Фернандес и др. (2001) использовали такой подход при изучении кинематики ОВ-звезд каталога HIPPARCOS (1997) и получили значение Ω_p , близкое к 30 км/с/кпк.

Лепине и др. (2001) применили такой подход для обоснования модели, состоящей из суперпозиции двух- и четырехрукавного спирального узора. В частности, по выборке классических цефеид с собственными движениями и лучевыми скоростями было найдено $\Omega_p - \Omega_0 = 0.15$ км/с/кпк для двухрукавного и $\Omega_p - \Omega_0 = 0.18$ км/с/кпк для четырехрукавного узора. Таким образом, в этой модели Солнце находится практически на радиусе коротации. Причем здесь круг коротации расположен немного ближе к центру Галактики, чем Солнце. Это следует из того, что разность $\Omega_p - \Omega_0$ найдена положительной.

Положительная разность $\Omega_p - \Omega_0 \approx 0.5$ км/с/кпк была получена, например, и в работе Мишурова, Зениной (1999). Эти авторы анализировали выборку классических цефеид с собственными движениями HIPPARCOS (1997), а также лучевыми скоростями, и нашли $\Omega_0 = 27.3 \pm 1.7$ км/с/кпк при $R_0 = 7.5 \pm 0.1$ кпк. В итоге ими был сделан вывод о близости Солнца к кругу коротации, так как разность $R_{\text{cor}} - R_0$ составила ≈ 0.1 кпк.

Во многих случаях, указанных в табл. 2, когда оценки Ω_p были получены с применением метода “ ν ”, разность $\Omega_p - \Omega_0$ является отрицательной, поэтому $R_{\text{cor}} > R_0$.

В работе Зиберт и др. (2012) по 213 713 звездам каталога RAVE (Стейнмец и др., 2006) с использованием соотношений (6)–(9) была получена оценка $\Omega_p = 18.6_{-0.2}^{+0.3}$ км/с/кпк для $m = 2$. Отметим, что эти авторы анализировали также и четырехрукавную модель спиральной структуры ($m = 4$), в рамках которой нашли $\Omega_p = 25.8_{-0.1}^{+0.1}$ км/с/кпк.

Применяется также подход, основанный на соотношении (16). Например, в работе Бобылева, Байковой (2012) отслеживалось изменение радиальной фазы $\Delta\chi$, полученное в результате спектрального анализа остаточных скоростей цефеид. В итоге по трем выборкам классических цефеид различного возраста было найдено $\Omega_0 - \Omega_p = 10 \pm 3$ км/с/кпк для принятого значения $m = 2$ (тогда $\Omega_0 - \Omega_p = 5 \pm 2$ км/с/кпк для $m = 4$). Таким образом, принимая для цефеид $\Omega_0 = 29$ км/с/кпк, получим оценку $\Omega_p = 24 \pm 2$ км/с/кпк для случая $m = 4$, которая находится в хорошем согласии с результатами табл. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе использованы полученные нами ранее по различным звездным выборкам оценки амплитуд скоростей возмущения f_R и f_θ , вызванные влиянием спиральной волны плотности. Это: а) галактические мазерные источники с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами и собственными движениями, б) OB2-звезды, в) цефеиды. Собственные движения OB2-звезд и цефеид были взяты из каталога Gaia EDR3.

Расстояния до использованных мазеров были измерены с ошибками менее 10%. Такой же уровень имеют ошибки расстояний до OB2-звезд, которые вычислялись на основе тригонометрических параллаксов каталога Gaia EDR3. Расстояния до цефеид были вычислены в работе Сковрон и др. (2019) на основе соотношения период—светимость с ошибками менее 5%. Для всех трех выборок скорости возмущения f_R и f_θ были найдены с использованием спектрального анализа.

По этим данным получены новые оценки угловой скорости вращения спирального узора Ω_p : 24.61 ± 2.06 , 24.71 ± 1.29 и 25.98 ± 1.37 км/с/кпк по выборке мазеров, OB2-звезд и цефеид соответственно. Значения радиуса коротации R_{cor}/R_0 для этих трех выборок составили 1.16 ± 0.09 , 1.15 ± 0.06 и 1.09 ± 0.06 , что говорит о близости коротации к Солнцу. Причем коротационный круг расположен между Солнцем и отрезком рукава Персея.

Результаты, полученные нами по трем выборкам, находятся между собой в очень хорошем согласии. Однако оценки Ω_p , полученные другими авторами в последнее время, лежат в достаточно широком интервале Ω_p : 18–32 км/с/кпк.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Амарал, Лепине (L.H. Amaral and J.R.D. Lépine), MNRAS **286**, 885 (1997).
- Андерсон и др. (R.I. Anderson, H. Saio, S. Ekström, C. Georgy, and G. Meynet), Astron. Astrophys. **591**, A8 (2016).
- Ачарова и др. (I.A. Acharova, J.R.D. Lépine, Yu.N. Mishurov, B.M. Shustov, A.V. Tutukov, and D.S. Wiebe), MNRAS **402**, 1149 (2010).
- Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E. Churchwell, B.L. Babler, L. Brian, T.M. Bania, Dan P. Clemens, M. Cohen, J.M. Dickey, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific **115**, 953 (2003).
- Бил, Овенден (J. Byl and M.W. Owendon), Astrophys. J. **225**, 496 (1978).
- Бови (J. Bovy), Astrophys. J. Suppl. Ser. **216**, 29 (2015).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **38**, 715 (2012) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Lett. **38**, 638 (2012)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), MNRAS **437**, 1549 (2014).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **98**, 497 (2021) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Rep. **65**, 498 (2021)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **99**, 267 (2022a) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Rep. **66**, 269 (2022a)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **48**, 492 (2022b) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Lett. **48**, 376 (2022b)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **48**, 184 (2022в) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Lett. **48**, 169 (2022c)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **99**, 558 (2022г) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Rep. **66**, 545 (2022d)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **48**, 686 (2022д) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, Astron. Lett. **48**, 568 (2022e)].
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevey, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **649**, 1 (2021).
- Валле (J.P. Vallée), Astrophys. J. **454**, 119 (1995).
- Валле (J.P. Vallée), Astrophys. J. **566**, 261 (2002).
- Валле (J.P. Vallée), Astron. J. **135**, 1301 (2008).
- Валле (J.P. Vallée), New Astron. Review **79**, 49 (2017a).
- Валле (J.P. Vallée), Astrophys. Space Sci. **362**, 79 (2017b).
- Валле (J.P. Vallée), MNRAS **506**, 523 (2021).
- Ванг и др. (S. Wang, X. Chen, R. de Grijs, and L. Deng), Astrophys. J. **852**, 78 (2018).
- Герхард (O. Gerhard), Mem. Soc. Astron. It. Suppl. **18**, 185 (2011).
- Грив и др. (E. Griv, L.-G. Hou, I.-G. Jiang, and C.-C. Ngeow), MNRAS **464**, 4495 (2017).
- Дамбис А.К., Бердников Л.Н., Ефремов Ю.Н. и др., Письма в Астрон. журн. **41**, 533 (2015) [A.K. Dambis, et al., Astron. Lett. **41**, 489 (2015)].
- Диас, Лепине (W.S. Dias and J.R.D. Lépine), Astrophys. J. **629**, 825 (2005).
- Диас и др. (W.S. Dias, H. Monteiro, J.R.D. Lépine, and D.A. Barros), MNRAS **486**, 5726 (2019).
- Зиберт и др. (A. Siebert, B. Famaey, J. Binney, B. Burnett, C. Faure, I. Minchev, M.E.K. Williams, O. Bienayme, et al.), MNRAS **425**, 2335 (2012).
- Йоши, Малхотра (Y.C. Joshi and S. Malhotra), arXiv: 2212.09384 (2022).
- Кастро-Гинард и др. (A. Castro-Ginard, P.J. McMillan, X. Luri, C. Jordi, M. Romero-Gomez, T. Cantat-Gaudin, L. Casamiquela, Y. Tarricq, C. Soubiran, and F. Anders), Astron. Astrophys. **652**, 162 (2021).

31. Квиллен, Минчев (A.C. Quillen and I. Minchev), *Astron. J.* **130**, 576 (2005).
32. Крезе, Меннесье (M. Crézé and M.O. Mennessier), *Astron. Astrophys.* **27**, 281 (1973).
33. Лепине и др. (J.R.D. Lépine, Yu.N. Mishurov, and S.Yu. Dedikov), *Astrophys. J.* **546**, 234 (2001).
34. Линь, Шу (C.C. Lin and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
35. Линь и др. (C.C. Lin, C. Yuan, and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **155**, 721 (1969).
36. Локтин, Маткин (A.V. Loktin and N.V. Matkin), *Astron. Astrophys. Tr.* **3**, 169 (1992).
37. Марочник и др. (L.S. Marochnik, Yu.N. Mishurov, and A.A. Suchkov), *Astrophys. Space Sci.* **19**, 285 (1972).
38. Марочник, Сучков (L.S. Marochnik and A.A. Suchkov), *Astrophys. Space Sci.* **79**, 337 (1981)].
39. Мартос и др. (M. Martos, X. Hernandez, M. Yáñez, E. Moreno, and B. Pichardo), *MNRAS* **350**, L47 (2004).
40. Мишуров Ю.Н., Павловская Е.Д., Сучков А.А., *Астрон. журн.* **23**, 147 (1979) [Yu.N. Mishurov, E.D. Pavlovskaya, and A.A. Suchkov, *Astron. Rep.* **56**, 268 (1979)].
41. Мишуров и др. (Yu.N. Mishurov, I.A. Zenina, A.K. Dambis, A.M. Mel'nik, and A.S. Rastorguev), *Astron. Astrophys.* **323**, 775 (1997).
42. Мишурова, Зениной (Yu.N. Mishurov and I.A. Zenina), *Astron. Astrophys.* **341**, 781 (1999).
43. Мишуров, Ачарова (Yu.N. Mishurov and I.A. Acharova), *MNRAS* **412**, 1771 (2011).
44. Мищенко и др. (T.A. Michtchenko, J.R.D. Lépine, A. Pérez-Villegas, R.S.S. Vieira, and D.A. Barros), *Astrophys. J. Lett.* **863**, L37 (2018).
45. Наоц, Шавив (S. Naoz and N.J. Shaviv), *New Astron.* **12**, 410 (2007).
46. Палуш и др. (J. Palouš, J. Ruprecht, O.B. Dluhnevskaya, and T. Piskunov), *Astron. Astrophys.* **61**, 27 (1977).
47. Палуш и др. (J. Palouš), *Astron. Astrophys.* **87**, 361 (1980).
48. Пичардо и др. (B. Pichardo, M. Martos, E. Moreno, and J. Espresate), *Astrophys. J.* **582**, 230 (2003).
49. Расторгуев и др. (A.S. Rastorguev, E.V. Glushkova, M.V. Zabolotskikh, and H. Baumgardt), *Astron. Astrophys. Tr.* **20**, 103 (2001).
50. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, Y. Wu, B. Zhang, et al.), *Astrophys. J.* **783**, 130 (2014).
51. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 131 (2019).
52. Рольфс К., *Лекции по теории волн плотности* (М.: Мир, 1980) [K. Rohlfs, *Lectures on density wave theory*, Springer-Verlag, Berlin, 1977; Mir, Moscow, 1980].
53. Сильва, Напивотски (M.D.V. Silva and R. Napiwotzki), *MNRAS* **431**, 502 (2013).
54. Сковрон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, A. Udalski, P. Pietrukowicz, I. Soszynski, M.K. Szymanski, R. Poleski, et al.), *Science* **365**, 478 (2019).
55. Стейнмец 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).
56. Сюй и др. (Y. Xu, L.G. Hou, S. Bian, et al.), *Astron. Astrophys.* **645**, L8 (2021).
57. Удальский и др. (A. Udalski, M.K. Szymański, and G. Szymański), *Acta Astron.* **65**, 1 (2015).
58. Фернандес и др. (D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra), *Astron. Astrophys.* **372**, 833 (2001).
59. Хирота и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Y. Adachi, R.A. Burns, J.O. Chibueze, Y.K. Choi, K. Hachisuka, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, 51 (2020).
60. Чакрабартти (D. Chakrabarty), *Astron. Astrophys.* **467**, 145 (2007).
61. Чен и др. (X. Chen, S. Wang, L. Deng, R. de Grijs, and M. Yang), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **237**, 28 (2018).
62. Эйлерс и др. (A.-C. Eilers, D.W. Hogg, H.-W. Rix, et al.), *Astrophys. J.* **900**, 186 (2020).
63. Юань (C. Yuan), *Astrophys. J.* **158**, 889 (1969).
64. Юнкейра и др. (T.C. Junqueira, C. Chiappini, J.R.D. Lépine, et al.), *MNRAS* **449**, 2336 (2015).
65. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

ПОПЕРЕЧНЫЙ АДИАБАТИЧЕСКИЙ ИНВАРИАНТ И ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТОВ

© 2023 г. В. С. Бескин^{1,2*}, Т. И. Халилов², В. И. Парьев¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 21.11.2022 г.

После доработки 10.03.2023 г.; принята к публикации 21.03.2023 г.

В предположении о сохранении поперечного адиабатического инварианта для излучающих частиц в релятивистских струйных выбросах исследуется изменение яркостной температуры вдоль оси джета. Показано, что в этом случае можно объяснить наблюдаемый излом в зависимости яркостной температуры от расстояния до “центральной машины”.

Ключевые слова: активные галактики, струйные выбросы.

DOI: 10.31857/S0320010823030014, EDN: CQTPVB

ВВЕДЕНИЕ

Релятивистские джеты из активных галактических ядер являются видимыми проявлениями их активности на ранней стадии эволюции (Бегельман и др., 1987; Урри, Падовани, 1995; Девис, Чеховской, 2021; Комиссаров, Порт, 2021). При этом гидродинамические скорости вещества джетов соответствуют значениям лоренц-факторов Γ порядка 10–20. Так, в галактике M87 это движение наблюдается непосредственно, а лоренц-фактор истекающей материи $\Gamma \approx 6$ (Юниор, Биретта, 1995). Во многих случаях истекающая плазма сохраняет релятивистские скорости на огромных расстояниях от ядра, прежде чем заметно замедлиться при взаимодействии с межгалактической средой. При этом нет сомнения, что наблюдаемое радиоизлучение джета связано с синхротронным излучением релятивистских электронов. Об этом говорит как степенной спектр наблюдаемого излучения, так и его характерный завал на низких частотах, легко объясняемый синхротронным самопоглощением (Лютиков и др., 2003, 2005; Порт и др., 2011; Соколовский и др., 2011).

В настоящее время благодаря развитию радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами удается проследить свойства радиоизлучения до самых внутренних (порядка сотен гравитационных радиусов) областей струйных выбросов (Ковалев и др., 2005). В частности, недавно было показано, что

во многих случаях форма джета меняется от параболической к конической (Асада, Накамура, 2012; Ковалев и др., 2020; Пак и др., 2021; Боккарди и др., 2021), так что можно говорить об универсальности такого явления для релятивистских джетов. Однако, несмотря на большой объем накопленной информации, многие моменты еще ждут своего решения. В частности, это касается недавно обнаруженного излома в зависимости яркостной температуры T_{br} от расстояния до “центральной машины” z (Кадлер и др., 2004; Бачко и др., 2019; Бурд и др., 2022), происходящего во многих случаях на расстояниях порядка 1 пк, т.е. как раз в области перехода от параболической к конической форме. Такой излом наблюдается уже у нескольких десятков объектов, причем показатели степени a в степенной зависимости $T_{\text{br}} \propto z^{-a}$ заключены в широком пределе

$$a_1 = 3.0 \pm 1.0, \quad (1)$$

$$a_2 = 2.7 \pm 1.0, \quad (2)$$

где a_1 соответствует малым, а a_2 — большим расстояниям от “центральной машины”. Столь широкий разброс параметров, когда близкие средние значения малоинформативны, означает, что в некоторых случаях имеет место условие $a_1 > a_2$ (излом вверх), а в других случаях $a_1 < a_2$ (излом вниз). При этом никакого различия в показателях степени a у квазаров и лацертид не наблюдается.

Одна из причин, сдерживающая построение последовательной теории радиоизлучения джетов,

*Электронный адрес: beskin@lpi.ru

состояла в том, что энергия излучающих частиц должна намного превосходить энергию гидродинамического движения. Поэтому многие годы не удавалось провести прямую связь вопросов, связанных с наблюдаемым радиоизлучением, с развиваемой уже не первое десятилетие (и являющейся в настоящее время общепринятой) магнито-гидродинамической (МГД) теорией струйных выбросов (Хейвертс, Норман, 1989; Пеллетье, Пудриц, 1992; Бескин, 2006; Чеховской и др., 2008; МакКини и др., 2012), так как магнито-гидродинамическая теория джетов ничего не говорила об энергетике излучающих частиц. Поскольку же в вопросе о формировании спектра излучающих частиц до сих пор не было единого мнения (см., например, Маршер, Гир, 1985; Истомин, Парьев, 1996; Парьев и др., 2003), возникающая в этом звене неопределенность не позволяла самосогласованно исследовать эволюцию параметров излучения вдоль оси джета.

Собственно говоря, в настоящее время достаточно хорошо разработанной моделью, позволяющей анализировать зависимость спектра излучающих частиц от расстояния до “центральной машины” z , является лишь адиабатическая модель Маршера (1980). Действительно, воспользовавшись релятивистским уравнением состояния $PV^{4/3} = \text{const}$ для конического джета, когда размер излучающих областей $R \propto z$, мы немедленно получаем для среднего лоренц-фактора $\gamma \propto R^{-2/3}$. Позже в статье Лобанова и Цензуса (1999) эти приближения были обобщены на ситуацию ускоряющихся джетов. А затем в работе Лобанова и др. (2000) на основе приведенных выше результатов была выведена зависимость яркостной температуры от поперечного размера струи вида $T_{\text{br}} \sim R^{-\xi}$ ($\xi \approx 2$), где R — поперечный размер джета. Такая зависимость, например, была применена для наблюдаемых изменений яркостной температуры в статьях Гомеза и др. (2016) и Наира и др. (2019).

Однако не очевидно, что такая простая гидродинамическая модель будет справедлива и для сильно замагниченного течения. Во всяком случае, для излучающих частиц их длина свободного пробега l_γ (Берестецкий и др., 1989)

$$l_\gamma \sim \frac{\gamma^2}{r_e^2 n} \sim 10^8 R_L \left(\frac{\lambda}{10^{12}} \right)^{-1} \times \left(\frac{\gamma}{10^3} \right)^2 \left(\frac{B_p}{10 \text{ Гс}} \right)^{-1} \quad (3)$$

оказывается больше характерного размера системы L . Здесь λ — удобный безразмерный коэффициент (множественность рождения), параметризующий концентрацию частиц

$$n_e = \lambda n_{\text{GJ}} \quad (4)$$

через так называемую гольдрайховскую плотность $n_{\text{GJ}} = \Omega_F B_p / (2\pi c e)$ — минимальную концентрацию частиц, необходимую для выполнения приближения идеальной магнитной гидродинамики. Здесь $\Omega_F \approx \Omega_H/2$, где Ω_H — частота вращения черной дыры. Наконец, $R_L = c/\Omega_F$ есть радиус светового цилиндра, который примерно в десять раз превышает радиус черной дыры (Девис, Чеховской, 2021; Комиссаров, Порт, 2021). При этом мы использовали значение полоидального магнитного поля $B_p = 10^2$ Гс, характерное для масштаба светового цилиндра. Что касается величины λ , то мы в дальнейшем будем полагать $\lambda \sim 10^{12}$. Такая большая величина следует как из численных расчетов по рождению частиц в магнитосфере черных дыр (Мошчибродска и др., 2011), так и из наблюдений (Нохрина и др., 2015).

Конечно, условие $l_\gamma \gg L$ недостаточно для нарушения соотношения $PV^{4/3} = \text{const}$; для этого необходимо, чтобы достаточно медленно проходила изотропизация функции распределения. А этот процесс зависит от уровня турбулентности истекающей плазмы, про который в настоящее время нет достоверной информации. Поэтому мы в дальнейшем будем рассматривать двухкомпонентную модель, состоящую из гидродинамического потока с малым разбросом частиц по энергиям (для которых условие изотропизации выполнено) и высокоэнергичного хвоста слабозаимодействующих частиц, с которыми и связано наблюдаемое синхротронное излучение. Для объяснения наблюдаемого излучения (в том числе в оптическом и рентгеновском диапазоне) обычно предполагается, что степенной спектр может продолжаться до энергий по крайней мере порядка нескольких ТэВ. При этом концентрация излучающих частиц должна быть заметно меньше концентрации фоновой плазмы.

Естественно, предположить, что для излучающих частиц будет сохраняться поперечный адиабатический инвариант $I_\perp = p_\perp^2/B$. В этом случае также можно будет связать их энергетiku с параметрами струйного выброса, которые, как уже отмечалось, достаточно хорошо моделируются в рамках современных магнито-гидродинамических теорий. В результате появится уникальная возможность получить прямую информацию об эволюции свойств излучающей плазмы вдоль оси джета. В частности, становится возможным проверить, необходимо ли дополнительное ускорение частиц в пределах струйного выброса для объяснения интенсивности наблюдаемого излучения.

В данной работе на основе анализа движения заряженных частиц в коническом и параболическом релятивистских джетах исследуется изменение яркостной температуры вдоль оси джета. Показано, что в этом случае можно объяснить

наблюдаемый излом в зависимости яркостной температуры от расстояния до “центральной машины”. При этом хорошее согласие с наблюдениями достигается без дополнительного ускорения частиц в пределах самого струйного выброса.

В первой части мы обсудим две модели релятивистских джетов, которые достаточно адекватно описывают внутреннюю структуру релятивистских струйных выбросов из активных галактических ядер. Вторая часть посвящена анализу сохранения поперечного адиабатического инварианта в скрещенных электрических и магнитных полях релятивистских джетов. Будет показано, что и в этом случае поперечный адиабатический инвариант сохраняется с большой точностью. Наконец, в третьей части проведен анализ характера изменения яркостной температуры вдоль оси джета за счет разной зависимости поведения спектра излучающих частиц вследствие сохранения поперечного адиабатического инварианта. Показано, что этот эффект может служить основой для объяснения данных наблюдений.

ДВЕ МОДЕЛИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТОВ

Как уже отмечалось выше, сами наблюдения говорят о том, что в качестве достаточно хорошей геометрической модели релятивистских струйных выбросов могут быть выбраны конические и параболические течения. Поэтому в качестве основы мы ниже рассмотрим две простые аналитические модели бессиловых релятивистских струйных выбросов — коническое (точнее, квазисферическое) решение Майкеля (1973) и параболическое решение Блендфорда (1976). Здесь важным подспорьем для нас является то, что по результатам численного моделирования (см., например, МакКини и др., 2012), значительная область вблизи оси джета действительно имеет регулярное магнитное поле.

Электромагнитные поля конического бессилового течения Майкеля в сферической системе координат r, θ, φ имеют вид

$$B_r = B_L \frac{R_L^2}{r^2}, \quad (5)$$

$$B_\varphi = -B_L \frac{R_L}{r} \sin \theta, \quad (6)$$

$$E_\theta = -(1 - \varepsilon) B_L \frac{R_L}{r} \sin \theta, \quad (7)$$

где вновь R_L — радиус светового цилиндра, а B_L — магнитное поле при $r = R_L$. При этом мы будем считать, что такое решение существует лишь в узкой области $\theta < \theta_{\text{jet}} \sim 0.1$ вблизи оси джета. Кроме того, в выражение для электрического поля

добавлен множитель $(1 - \varepsilon)$, где постоянная $\varepsilon \ll 1$ позволяет смоделировать отсутствие ускорения частиц на больших расстояниях, когда уже весь поток электромагнитной энергии передан потоку плазмы. Иными словами, малый параметр ε отвечает за насыщение энергии (лоренц-фактора) частиц.

Действительно, воспользовавшись фундаментальным теоретическим результатом, согласно которому в асимптотически далекой области за пределами светового цилиндра энергия частиц гидродинамической компоненты¹ приближается к энергии, соответствующей дрейфовому движению (Чеховской и др., 2008; Бескин, 2010; Боговалов, 2014)

$$\mathbf{U}_{\text{dr}} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (8)$$

и поэтому при определении гидродинамической скорости частиц продольной скоростью вдоль магнитного поля можно пренебречь, получаем для гидродинамического лоренц-фактора

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \left(1 - \frac{E^2}{B_\varphi^2 + B_r^2}\right)^{-1/2} \approx \\ &\approx \left(1 - \frac{1 - 2\varepsilon}{1 + 1/x^2}\right)^{-1/2} \approx \left(2\varepsilon + \frac{1}{x^2}\right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $x = r \sin \theta / R_L$ есть безразмерное расстояние до оси джета. В итоге на малых расстояниях от “центральной машины”, т.е. при $x < (2\varepsilon)^{-1/2}$, получаем

$$\Gamma \approx x, \quad (10)$$

т.е. хорошо известную асимптотику для сколламированных замагниченных струйных выбросов. С другой стороны, на больших расстояниях, т.е. при $x > (2\varepsilon)^{-1/2}$, имеем $\Gamma \approx (2\varepsilon)^{-1/2} \approx \text{const}$. Эта асимптотика моделирует область насыщения, когда уже весь поток энергии сосредоточен в гидродинамическом потоке частиц. Поэтому можно записать

$$\varepsilon \approx \frac{1}{2\sigma_M^2}, \quad (11)$$

где σ_M есть так называемый параметр замагниченности Майкеля (1969), который имеет смысл максимально возможного лоренц-фактора. Согласно Нохриной и др. (2015), для большинства релятивистских джетов из активных галактических ядер $\sigma_M = 10\text{--}50$, что находится в соответствии со значениями, определяемыми из сверхсветовых движений. Таким образом, структура электромагнитных полей однозначно определяет все необходимые нам

¹Для высокоэнергичной компоненты это не так (см. Прокофьев и др., 2015).

в дальнейшем характеристики гидродинамического течения.

Другой моделью будет бессиповое решение с параболическим полоидальным магнитным полем, найденное Блендфордом (1976). В сферических координатах r, θ, φ оно может быть записано в виде (Бескин, 2006)

$$\mathbf{B}_p = B_L \frac{\nabla X \times \mathbf{e}_\varphi}{\sin \theta \sqrt{1 + \Omega_F(X)^2 X^2 / c^2}} \frac{R_L}{r}, \quad (12)$$

где $R_L = c/\Omega_F(0)$ и

$$X = r(1 - \cos \theta), \quad (13)$$

так что $|\nabla X| = \sqrt{2 - 2 \cos \theta}$. Условие $X(r, \theta) = \text{const}$ ($\theta \propto r^{-1/2}$) соответствует параболической структуре, при которой все силовые линии проходят через экваториальную плоскость (при этом центральная часть силовых линий пересекает горизонт черной дыры). Радиус светового цилиндра R_L и значение функции Ω_F при $X = 0$ связаны соотношением $R_L = c/\Omega_F(0)$. Соответственно, электрическое и тороидальное магнитное поля имеют вид

$$\mathbf{E} = - \frac{B_L(1 - \varepsilon)}{\sqrt{1 + \Omega_F(X)^2 X^2 / c^2}} \times \left(\frac{\Omega_F(X) R_L}{c} \right) \nabla X, \quad (14)$$

$$B_\varphi = - \frac{B_L}{\sqrt{1 + \Omega_F(X)^2 X^2 / c^2}} \times \frac{(2 - 2 \cos \theta)}{\sin \theta} \left(\frac{\Omega_F(X) R_L}{c} \right). \quad (15)$$

Здесь величина Ω_F , так называемая угловая скорость вращения силовых линий магнитного поля, должна зависеть от X , так как возможными оказываются лишь те конфигурации, при которых $\Omega(X) X/c < 1$ (в противном случае “центральная машина” вращалась бы со скоростью, превышающей скорость света); во всех дальнейших расчетах мы полагали $\Omega(X) X/c = 0.5$ при $X > 0.5 R_L$. Здесь в электрическое поле, по аналогии с предыдущей моделью, добавлен постоянный множитель $(1 - \varepsilon)$. Легко проверить, что для этой конфигурации также выполнена асимптотика $\Gamma = x$ (10) в области сильно замагниченного течения и $\Gamma \approx \text{const}$ в области насыщения.

СОХРАНЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО АДИАБАТИЧЕСКОГО ИНВАРИАНТА

Прежде чем переходить к нашей основной задаче, а именно к нахождению яркостной температуры релятивистских джетов, обсудим подробно

свойства движения отдельных частиц в определенных выше электромагнитных полях. Прежде всего, необходимо проверить, действительно ли при таком движении будет сохраняться поперечный адиабатический инвариант

$$I_\perp = \frac{(p'_\perp)^2}{h}. \quad (16)$$

Здесь

$$h = \sqrt{B^2 - E^2} \quad (17)$$

есть магнитное поле в гидродинамической системе покоя (электрическое поле равно нулю). Соответственно, $p'_\perp$ есть поперечный импульс также в системе покоя. Дело в том, что в стандартной постановке рассматривается движение частицы в стационарном магнитном поле, т.е. в заданной инерциальной системе координат. В нашем же случае сопутствующая система координат (система координат, в которой плазма покоится) ускоряется в скрещенных электрических и магнитных полях. Поэтому полезно проверить сохранение поперечного адиабатического инварианта в таком нетривиальном случае.

На рис. 1 показаны результаты численного интегрирования движения частиц в электромагнитных полях (5)–(7) и (14)–(15) для характерных параметров релятивистских джетов $\sigma_M = 10$ и лоренц-фактора $\gamma = 10^3$; значение малого параметра ε определялось из соотношения (11). Как мы видим, поперечный адиабатический инвариант $I_\perp$ (16) действительно сохраняется с хорошей точностью как для конической, так и для параболической геометрии. При этом, поскольку для ультрарелятивистских излучающих частиц $m_e c \gamma' \approx p'_\perp$, получаем, что

$$\gamma' = \frac{I_\perp^{1/2}}{m_e c} h^{1/2}. \quad (18)$$

Здесь также важно обратить внимание на то, что инвариант $I_\perp$ не меняется при существенном изменении характера зависимости величины h от расстояния $z \approx r$ до “центральной машины”. Действительно, легко проверить, используя соотношение (9), что для конического течения на малых расстояниях, т.е. при $x < 1/\sqrt{2\varepsilon}$, будет справедлива асимптотика $h \propto z^{-2}$, а на больших расстояниях $x > 1/\sqrt{2\varepsilon}$ — асимптотика $h \propto z^{-1}$. Соответственно для параболического течения на малых расстояниях, т.е. при $x < 1/\sqrt{2\varepsilon}$, мы имеем $h \propto z^{-1}$ и $h \propto z^{-1/2}$ на больших расстояниях $x > 1/\sqrt{2\varepsilon}$. Как мы увидим, наличие такого излома как раз и позволит нам объяснить характер изменения зависимости яркостной температуры от расстояния z до “центральной машины”.

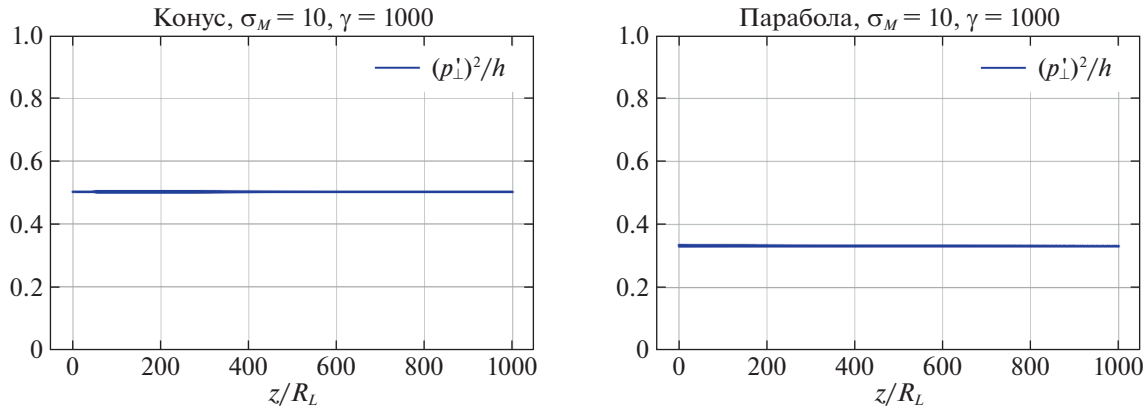


Рис. 1. Сохранение поперечного адиабатического инварианта в сопутствующей системе координат (относительные единицы) для конического и параболического течений.

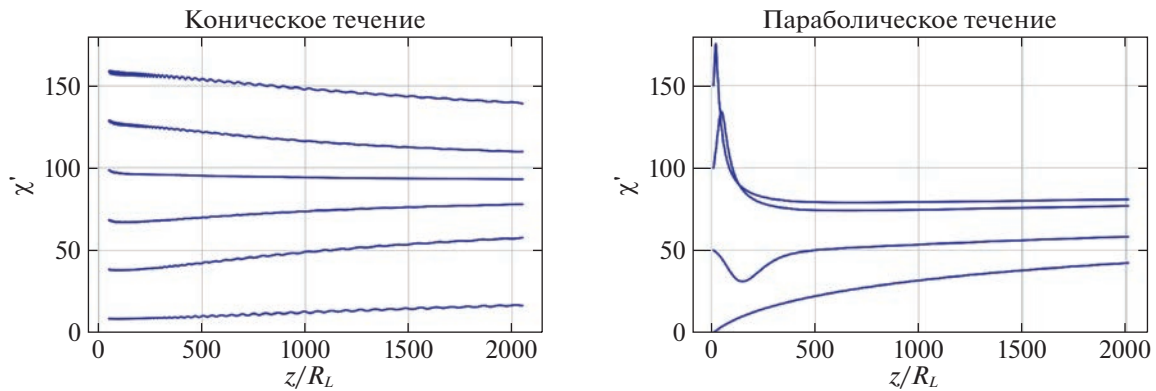


Рис. 2. Зависимость питч-угла отдельной частицы χ' (в градусах) в сопутствующей системе координат от расстояния z до “центральной машины”.

Наконец, отметим еще одно важное обстоятельство, которое понадобится нам в дальнейшем. Как показано на рис. 2, в сопутствующей системе координат питч-угол отдельной частицы χ' не уменьшается с уменьшением магнитного поля (т.е. с ростом расстояния z до “центральной машины”), как это бывает в статических чисто магнитных конфигурациях, а наоборот, хотя и медленно, стремится к 90° . Это еще раз подтверждает уже отмеченный нами ранее результат, что в замагниченных ветрах (и в сопутствующей системе координат) можно пренебречь продольной, параллельной магнитному полю, компонентой скорости по сравнению со скоростью дрейфа. Понятно, что этот эффект имеет место лишь за пределами светового цилиндра, где роль электрического поля становится определяющей. В пределах же светового цилиндра, как и при отсутствии электрического поля, сохранение поперечного адиабатического инварианта приводит

к уменьшению питч-угла χ' . Такое уменьшение угла χ' хорошо видно на рис. 2 для параболического поля на начальной фазе траекторий частиц, пока они находятся в непосредственной близости от светового цилиндра. Как уже отмечалось, различные неустойчивости, присущие сильно анизотропным распределениям, будут стремиться уменьшить степень анизотропии. Поэтому предположение о медленной изотропизации является необходимым условием для рассматриваемой здесь модели. При этом для нас в дальнейшем будет важно лишь то, что питч-углы не стремятся к 0° , когда мощность синхротронного излучения значительно подавляется.

ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Посмотрим теперь, как изменение энергии излучающих частиц, неизбежно возникающее при

расширению джета благодаря сохранению поперечного адиабатического инварианта, повлияет на изменение яркостной температуры T_{br} вдоль оси джета. При этом мы воспользуемся стандартными соотношениями, полученными в работах Лютикова и др. (2003, 2005). Существенное отличие будет состоять лишь в том, что мы учтем как расширение джета, так и эволюцию спектра излучающих частиц. При этом мы не будем учитывать синхротронные потери в высокоэнергетической части спектра (см. Приложение).

Отметим сразу, что возможность ограничиться приближением оптически тонкой плазмы, в котором не учитываются ни синхротронное самопоглощение, ни фарадеевское вращение, связано с тем, что интересующая нас здесь область насыщения находится достаточно далеко от “центральной машины”, где плотности плазмы и магнитные поля уже не столь велики. Как известно, в области сантиметровых длин волн заметное самопоглощение, определяемое по эффекту смещения ядра (см., например, Нохрина и др., 2015), имеет место на расстояниях, не превышающих нескольких сот гравитационных радиусов. Что же касается фарадеевского вращения, то, как известно, даже регистрируемые в самых центральных областях значения меры вращения $\text{RM} \sim 100 \text{ рад/м}^2$ (Кравченко и др., 2017, Габузда и др., 2017) не приводят к заметной деполяризации в сантиметровой области длин волн.

Ниже мы приведем соответствующие выкладки, а здесь начнем обсуждение с выражения для концентрации излучающих частиц в сопутствующей системе координат n'_γ , имеющих степенной энергетический спектр в диапазоне $\gamma_0 < \gamma' < \gamma_{\text{max}}$

$$dn'_\gamma = K_e(\gamma')^{-p} d\gamma' d^3r' d\Omega. \quad (19)$$

Здесь p — показатель спектра, $d\Omega$ — элемент телесного угла, а K_e — нормировочная постоянная. Отметим сразу, что в нашей модели важно, чтобы ключевую роль играл нижний предел интегрирования. При этом, как мы увидим, нижний предел может соответствовать и нерелятивистским скоростям ($\gamma_0 = 1$), основные выводы работы от этого не изменятся.

Далее заметим, что благодаря отмеченной выше тенденции к увеличению питч-угла χ' мы в этой работе не будем учитывать зависимость функции распределения (19) от телесного угла $d\Omega$. Это связано с тем, что при малых углах между осью джета и направлением на наблюдателя, характерных для квазаров, а также благодаря почти тороидальному магнитному полю в основной части струйных выбросов диаграмма направленности синхротронного излучения большинства излучающих частиц будет ориентирована по направлению к наблюдателю.

В результате, поскольку, как было показано выше, при распространении вдоль расширяющегося джета энергия всех излучающих частиц изменяется пропорционально величине h , степенная форма спектра сохранится вдоль всего джета. С другой стороны, если выбрать нормировку энергетического распределения частиц в виде $\int f(\gamma') d\gamma' = 1$, то в этом случае

$$K_e = (p-1)n'_\gamma(\mathbf{r}')\gamma_0^{p-1}(\mathbf{r}'). \quad (20)$$

Здесь мы предположили, что $\gamma'_{\text{max}} \gg \gamma_0$ и $\gamma_0 \gg 1$. При этом, благодаря соотношению $\gamma_0 \propto h^{1/2}$ (18), нормировочный множитель K_e приобретает зависимость от инварианта h . Именно учет зависимости K_e от координат в согласии с сохраняющимся адиабатическим инвариантом $I_\perp$

$$K_e \propto n'_\gamma h^{(p-1)/2}, \quad (21)$$

благодаря зависимости магнитного поля в сопутствующей системе координат h от расстояния z , и представляет тему нашего исследования. Легко проверить, что зависимость (21) будет также выполнена, если нижняя граница спектра излучающих частиц близка к $m_e c^2$ ($\gamma_0 = 1$). В этом случае изменение величины K_e будет связано с изменением числа излучающих частиц с $\gamma' > 1$.

Воспользуясь теперь стандартным выражением для интенсивности I_ν (Лютиков и др., 2005), получаем

$$dI_\nu = 2\pi \frac{(p+7/3)}{(p+1)} \kappa(\nu) \frac{dS dl}{D^2} \times \quad (22)$$

$$\times \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} |h \sin \hat{\chi}|^{(p+1)/2} d\nu.$$

Здесь $\hat{\chi}$ — угол между магнитным полем и лучом зрения,

$$\kappa(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right) \times \quad (23)$$

$$\times \frac{e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{2\pi m_e c}\right)^{(p-1)/2} \nu^{-(p-1)/2} K_e,$$

D — расстояние до источника, а

$$\mathcal{D} = \frac{1}{\Gamma(1-\beta \mathbf{n})} \quad (24)$$

есть доплер-фактор ($\beta = \mathbf{v}/c$, где $\mathbf{v}$ есть гидродинамическая скорость, а $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении наблюдателя). Далее, элемент объема (который в этом соотношении уже должен соответствовать лабораторной системе координат) записан в виде $d^3r = dS dl$, где dS есть элемент площади, перпендикулярный лучу зрения, а dl — элемент длины вдоль луча зрения. Наконец, так как

dS/D^2 есть элемент телесного угла, получаем для яркостной температуры $T_{\text{br}} = I_\nu c^2 / (2k_B \nu^2)$:

$$T_{\text{br}} = R(p) \frac{e^3}{m_e k_B} \left(\frac{e}{m_e c} \right)^{(p-1)/2} \nu^{-(p+3)/2} \times \quad (25)$$

$$\times \int \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} h^{(p+1)/2} n_\gamma(\mathbf{r}) \times$$

$$\times \gamma_0^{p-1}(\mathbf{r}) (\sin \hat{\chi})^{(p+1)/2} d\mathbf{l},$$

где теперь $n_\gamma(\mathbf{r})$ есть концентрация частиц в лабораторной системе, k_B — постоянная Больцмана,

$$R(p) = \frac{3^{p/2}}{8(2\pi)^{(p-3)/2}} \frac{(p-1)(p+7/3)}{(p+1)} \times \quad (26)$$

$$\times \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right),$$

а интеграл берется по лучу зрения.

Далее вновь выразим плотность излучающих частиц n_γ через гольдрайховскую плотность

$$n_\gamma = \lambda_\gamma n_{\text{GJ}}, \quad (27)$$

где постоянная величина λ_γ

$$\lambda_\gamma \ll \lambda \quad (28)$$

есть множественность излучающих частиц, а при $\theta \ll 1$, когда $z \approx r$,

$$n_{\text{GJ}} = \frac{B_L}{2\pi e} \frac{R_L}{r^2} \cos \theta \approx 1.1 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3} \times \quad (29)$$

$$\times \left(\frac{h_0}{100 \text{ Гс}} \right) \left(\frac{R_L}{10 r_g} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{z}{R_L} \right)^{-2}$$

для электромагнитных полей с конической формой магнитных поверхностей (5)–(7) и

$$n_{\text{GJ}} = \frac{B_L}{\sqrt{5}\pi e r} \approx 1.0 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3} \times \quad (30)$$

$$\times \left(\frac{h_0}{100 \text{ Гс}} \right) \left(\frac{R_L}{10 r_g} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{z}{R_L} \right)^{-1}$$

для электромагнитных полей с параболической формой магнитных поверхностей (12), (14) и (15) при $X/R_L < 0.5$ и постоянной $\Omega_F = c/R_L$.

В итоге получаем

$$T_{\text{br}} = \lambda_\gamma \frac{m_e c^2}{k_B} \frac{R(p)}{2\pi} \left(\frac{e h_0}{m_e c} \right)^{(p+3)/2} \nu^{-(p+3)/2} \times \quad (31)$$

$$\times \int \mathcal{D}^{2+(p-1)/2} \left(\frac{h}{h_0} \right)^p \left(\frac{z}{R_L} \right)^{-b} (\sin \hat{\chi})^{(p+1)/2} \frac{d\mathbf{l}}{R_L}.$$

Здесь h_0 есть значение h на световом цилиндре, а $b = 2$ для конического и $b = 1$ для параболического течения (эти значения соответствуют законам спадающего полоидального магнитного поля для этих

моделей). Кроме того, мы используем характерное значение массы центральной черной дыры $M_{\text{bh}} = 10^9 M_\odot$ с соответствующим радиусом Шварцшильда $r_g = 3 \times 10^{14}$ см.

Оценим явно оптическую толщину $\tau \sim \mu_l l$ синхротронного самопоглощения релятивистскими частицами со степенным распределением по энергиям (19) и (20). Здесь μ_l есть коэффициент синхротронного самопоглощения, а $l \sim \theta_{\text{jet}} z$ — характерная длина. Воспользовавшись стандартным выражением для μ_l (см., например, Железняков, 1997), получаем для рассмотренных выше параметров

$$\tau = 0.2 \left(\frac{\lambda_\gamma}{10^9} \right) \left(\frac{\nu}{15 \text{ ГГц}} \right)^{-(p+4)/2} \times \quad (32)$$

$$\times \left(\frac{h_0}{100 \text{ Гс}} \right)^{(p+4)/2} \left(\frac{z}{10 R_L} \right)^{1-b(p+4)/2} \left(\frac{\theta_{\text{jet}}}{0.1} \right).$$

Здесь мы вновь воспользовались выражением $n_\gamma = \lambda_\gamma n_{\text{GJ}}$ для определения концентрации излучающих частиц, а также положили нижний предел обрезания их спектра $\gamma_0 \sim 1$. Как мы видим, для характерных величин $p = 2$, $h_0 = 100$ Гс и частоты наблюдений $\nu = 15$ ГГц оптическая толщина по синхротронному самопоглощению уже на расстояниях $z = 10 R_L$ от центральной машины становится много меньше единицы. Таким образом, мы можем пренебречь влиянием синхротронного самопоглощения на спектр и поляризацию наблюдаемого излучения релятивистских электронов на парсековых масштабах.

Что же касается оценки величины фарадеевского вращения, то она существенно зависит от состава истекающей плазмы. В этой работе мы предполагаем, что внутренние приосевые части парсековых джетов состоят из электронно-позитронной плазмы. На это указывают как теоретические соображения (Мошчиродска и др., 2011), так и наблюдательные ограничения (Нохрина и др., 2015). Присутствие позитронов сильно уменьшает величину фарадеевского вращения. Однако затронуто количество теоретическую оценку затруднительно, так как точный состав джетов неизвестен. Поэтому мы вновь сошлемся на результаты наблюдений меры вращения, которые указывают на отсутствие заметной деполяризации в сантиметровом диапазоне длин волн даже в самых центральных областях парсековых джетов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 показаны характерные профили яркостной температуры для параболического (малые расстояния) и конического (большие расстояния) джетов на частоте 15 ГГц, для которой можно пренебречь как самопоглощением, так и фарадеевским

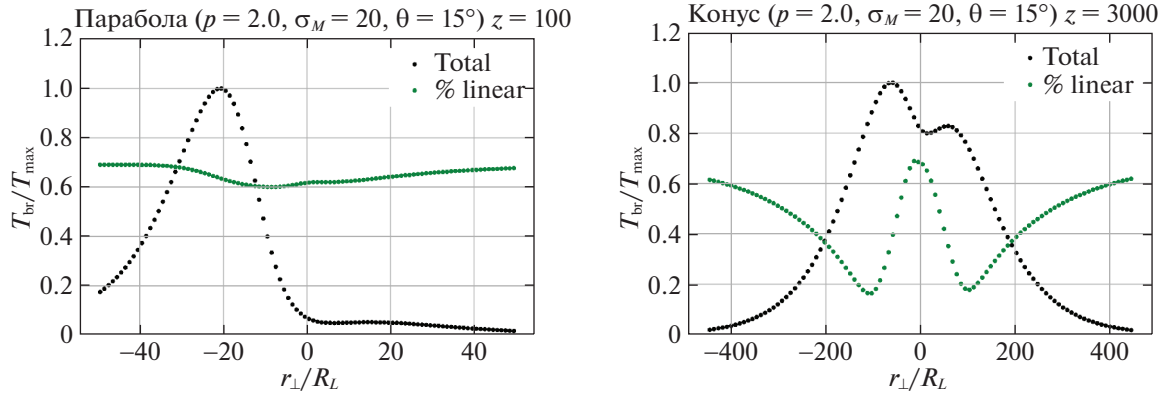


Рис. 3. Характерные профили яркостной температуры для параболического и конического джетов на частоте 15 ГГц. Показана также степень линейной поляризации.

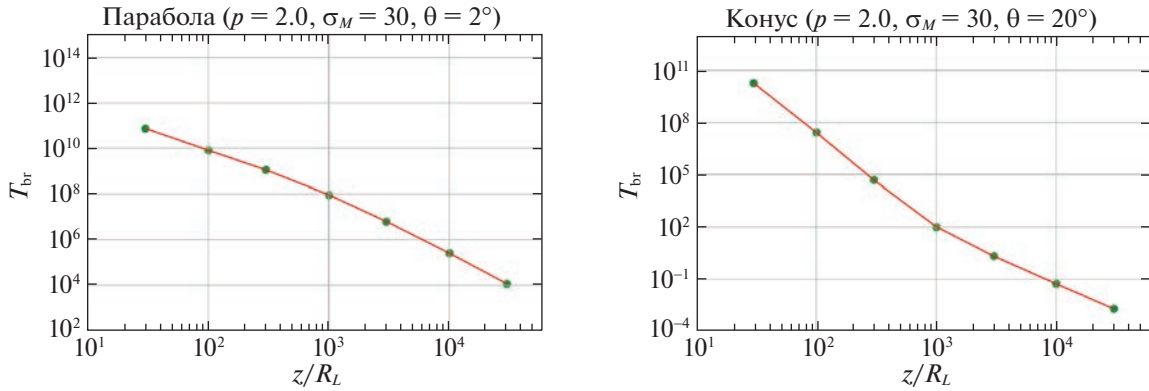


Рис. 4. Зависимость максимума яркостной температуры T_{br} (в градусах) от расстояния z до “центральной машины”. В обоих случаях $\lambda_\gamma/\lambda = 0.001$. Для характерных масс черных дыр $\sim 10^9 M_\odot$ и $R_L \sim 10 r_g$ положение излома соответствует наблюдаемым расстояниям порядка 1 пк.

вращением. Двугорбый профиль возникает благодаря росту гидродинамической энергии частиц с увеличением расстояния от оси джета, приводящего к увеличению доплер-фактора $\mathcal{D}$. При этом асимметрия обусловлена вращением джета, благодаря которому доплер-фактор оказывается больше в той части джета, в которой вращение происходит в направлении на наблюдателя. Этот эффект, как мы видим, особенно заметен на малых расстояниях. Такая асимметрия в яркостной температуре, как и W-образная форма степени линейной поляризации на больших расстояниях z , действительно наблюдается (Бутузова, Пушкарев, 2023).

Подробное сравнение теоретических и наблюдаемых поперечных профилей яркостной температуры выходит, однако, за рамки настоящей работы; этому будет посвящена отдельная статья. Мы же здесь, убедившись в адекватности наших

результатов, рассмотрим лишь вопрос о зависимости яркостной температуры T_{br} от расстояния z до “центральной машины”. При этом, как это обычно делается, мы будем использовать максимальное значение яркостной температуры в поперечном сечении (т.е. вдоль так называемой хребтовой линии).

На рис. 4 для характерных параметров релятивистских джетов $\sigma_M = 20$ и угла наблюдения $\Theta = 20^\circ$ показаны два примера зависимости яркостной температуры T_{br} (в градусах) от расстояния до “центральной машины”. Для характерных масс черных дыр $\sim 10^9 M_\odot$ и обычно принимаемых величин $R_L \sim 10 r_g$ положение излома как раз соответствует расстояниям порядка 1 пк. Полная сводка результатов для показателей степени a в зависимости $T_{br} \propto z^{-a}$ до и после излома для двух значений угла Θ между осью джета и направлением на наблюдателя приведена в табл. 1, 2. Как

Таблица 1. Зависимость показателей степени a в соотношении $T_{br} \propto z^{-a}$ до и после излома для конического течения для двух значений угла Θ между осью джета и направлением на наблюдателя. Полураствор джета $\theta_{jet} = 6^\circ$

σ_M	10	20	30	40	50
$\Theta = 2^\circ$					
$p = 2.0$	2.7–3.0	3.0–3.0	3.3–3.0	3.6–3.0	3.6–3.0
$p = 2.5$	3.2–3.5	3.7–3.5	4.0–3.5	4.3–3.5	4.4–3.5
$p = 3.0$	3.6–3.8	4.1–3.8	4.4–3.8	4.7–3.8	4.9–3.9
$\Theta = 20^\circ$					
$p = 2.0$	4.2–3.0	5.6–3.0	6.2–3.0	6.5–3.0	6.6–3.0
$p = 2.5$	4.9–3.6	6.5–3.5	6.7–3.6	6.9–3.6	7.2–3.7
$p = 3.0$	6.0–4.0	7.4–4.2	7.7–4.3	7.8–4.5	7.9–4.5

Таблица 2. Зависимость показателей степени a в соотношении $T_{br} \propto z^{-a}$ до и после излома для параболического течения для двух значений угла Θ между осью джета и направлением на наблюдателя

σ_M	10	20	30	40	50
$\Theta = 2^\circ$					
$p = 2.0$	1.4–2.6	1.5–3.0	1.5–3.0	1.5–3.0	1.5–2.9
$p = 2.5$	1.7–3.1	1.8–3.1	1.8–3.1	1.9–3.1	1.9–3.1
$p = 3.0$	2.2–3.4	2.0–3.2	2.0–3.2	2.1–3.2	2.1–3.2
$\Theta = 20^\circ$					
$p = 2.0$	3.1–2.1	2.9–2.0	2.9–2.0	2.9–2.0	2.9–2.0
$p = 2.5$	3.4–2.3	3.1–2.3	3.1–2.3	3.1–2.3	3.0–2.3
$p = 3.0$	3.6–2.7	3.3–2.7	3.3–2.7	3.3–2.7	3.3–2.7

мы видим, эти зависимости действительно имеют излом в области насыщения даже в том случае, если в области насыщения геометрия джета не меняется. Сама же величина излома зависит как от спектрального индекса p , так и от параметра

намагниченности σ_M . При этом излом может быть направлен как вверх, так и вниз. Тем более излом будет иметь место при переходе от параболического к коническому течению. При этом широкий разброс параметров, представленный в табл. 1, 2, вполне может объяснить изломы, наблюдаемые в зависимости яркостной температуры от расстояния у струйных выбросов.

Еще один важный момент, который здесь необходимо подчеркнуть, состоит в том, что для получения соответствующих наблюдениям значений яркостной температуры мы положили $\lambda_\gamma = 10^9$. Иными словами, для объяснения наблюдений достаточно, чтобы плотность энергии нетепловых частиц была на два-три порядка меньше, чем плотность энергии покоя холодной (фоновой) плазмы. Тем самым, рассмотренная здесь модель получила еще одно подтверждение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что сохранение поперечного адиабатического инварианта (т.е. связи магнитного поля в сопутствующей системе координат h и энергии излучающих частиц) естественным образом приводит к изменению зависимости яркостной температуры T_{br} от расстояния z до “центральной машины”, поскольку до и после области насыщения имеют место разные асимптотики $h(z)$. Этот эффект был продемонстрирован как для параболической, так и для конической структуры релятивистского джета. При этом как наличие излома, так и характерный ход степени линейной поляризации качественно воспроизводят данные наблюдений.

Отметим еще раз, что целью этой статьи было показать лишь принципиальную возможность изменения яркостной температуры вдоль оси джета, связанной с изменением спектра излучающих частиц за счет сохранения поперечного адиабатического инварианта. Подробное же сравнение с наблюдениями станет возможно лишь после уточнения ряда обстоятельств, которые не были учтены в приведенном выше анализе.

Прежде всего это касается учета поперечной неоднородности джетов (см., например, Нохрина и др., 2015), благодаря чему концентрация частиц и полоидальное магнитное поле должны заметно спадать к периферии течения. Соответственно, необходимо учитывать и зависимость величины σ_M (а значит, и параметра ε) от расстояния до оси. Это может привести к существенному изменению яркостной температуры. Еще один фактор, который также может количественно повлиять на полученные результаты, связан с синхротронными потерями. В Приложении мы обсуждали потери

частиц, энергии которых соответствуют наблюдаемым частотам ~ 10 ГГц. Понятно, однако, что для достаточно больших энергий излучающих частиц потери энергии будут существенными, что приведет к изменению высокоэнергетичной части спектра. В свою очередь, при сохранении поперечного адиабатического инварианта при больших z эта область спектра уже будет соответствовать наблюдаемым частотам. Не исключено, что этот эффект может объяснить значения $a > 4$, наблюдаемые у ряда источников. Наконец, в этой работе мы не обсуждали низкочастотное самопоглощение, которое также может существенно повлиять на наблюдаемую яркостную температуру джетов.

Авторы выражают благодарность Е. Кравченко, М. Лисакову, А. Лобанову и И. Пашенко за полезное обсуждение. Мы благодарим также двух анонимных рецензентов, критические замечания которых способствовали уточнению аргументации нашей модели и позволили устранить ряд неточностей. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-02-00469).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выше неявно предполагалось, что можно пренебречь синхротронными потерями излучающих частиц. Здесь мы покажем, что это предположение действительно выполнено. Для этого определим величину ε в системе покоя плазмы

$$\varepsilon = \frac{(d\gamma'/dt')_{\text{syn}}}{(d\gamma'/dt')_{\text{inv}}}, \quad (33)$$

где производная

$$\left(\frac{d\gamma'}{dt'}\right)_{\text{syn}} = \frac{2}{3} \frac{e^4 h^2}{m_e^3 c^5} \gamma^2 \quad (34)$$

соответствует синхротронным потерям при $\chi = 90^\circ$, а для любых степенных зависимостей h от z

$$\left(\frac{d\gamma'}{dt'}\right)_{\text{inv}} \approx \frac{\Gamma c \gamma'}{z}. \quad (35)$$

Здесь мы для простоты подставили $dt = \Gamma dt'$ и $cdt = dz$. В итоге получаем

$$\varepsilon \approx \frac{\omega_h^2 r_e z \gamma'}{\Gamma c^2}, \quad (36)$$

где $\omega_h = eh/m_e c$. Для оценки этой величины необходимо помнить о том, что нас интересуют наблюдения на фиксированной частоте $\nu \approx \omega_h (\gamma')^2 \Gamma$, и поэтому

$$\varepsilon \propto z h^{3/2}(z) \Gamma^{-3/2}(z). \quad (37)$$

В итоге получаем в области до излома $x < 1/\sqrt{2\varepsilon}$ (и в пренебрежении зависимости от Γ)

$$\epsilon_{\text{conus}} \propto z^{-2}, \quad (38)$$

$$\epsilon_{\text{parabolic}} \propto z^{-1/2}. \quad (39)$$

Как мы видим, в обоих случаях параметр ϵ уменьшается с ростом z . С другой стороны, для $\nu = 15$ ГГц

$$\epsilon(R_L) \sim 1 \left(\frac{B_L}{10^2 \text{ Гс}} \right)^{3/2} \left(\frac{R_L}{10^{15} \text{ см}} \right). \quad (40)$$

Так что синхротронными потерями в рассматриваемой нами области можно пренебречь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асада, Накамура (K. Asada and M. Nakamura), *Atrophys. J. Lett.* **745**, L28 (2012).
2. Бачко и др. (A.-K. Baczko, R. Schulz, M. Kadler, E. Ros, M. Perucho, C.M. Fromm, and J. Wilms), *Astron. Astrophys.* **623**, A27 (2019).
3. Бегельман М.К., Блендфорд Р.Д., Рис М.Дж., *Физика внегалактических источников радиоизлучения* (М.: Мир, 1987) [M.C. Begelman, R.D. Blandford, and M.J. Rees, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 255 (1984)].
4. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989).
5. Бескин В.С., *Успехи физ. наук* **180**, 1241 (2010) [V.S. Beskin, *Phys. Uspekhi* **53**, 1199 (2010)].
6. Бескин В.С., *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2006) [V.S. Beskin, *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects* (Heidelberg, Springer, 2010)].
7. Блендфорд (R. Blandford), *MNRAS* **176**, 468 (1976).
8. Боговалов (S.V. Bogovalov), *MNRAS* **443**, 2197 (2014).
9. Боккарди и др. (B. Boccardi, M. Perucho, C. Casadio, P. Grandi, D. Macconi, E. Torresi, S. Pellegrini, T.P. Krichbaum, M. Kadler, G. Giovannini, V. Karamanis, L. Ricci, E. Madika, U. Bach, E. Ros, M. Giroletti, and J.A. Zensus), *Astron. Astrophys.* **647**, A67 (2021).
10. Бурд и др. (P.R. Burd, M. Kadler, K. Mannheim, A.-K. Baczko, J. Ringholz, and E. Ros), *Astron. Astrophys.* **660**, A1 (2022).
11. Бутузова, Пушкарев (M.S. Butuzova and A.B. Pushkarev), *MNRAS* **520**, 6335 (2023).
12. Габузда и др. (D.C. Gabuzda, N. Roche, A. Kirwan, S. Knuettel, M. Nagle, and C. Houston), *MNRAS* **472**, 1792 (2017).
13. Гомез и др. (J.L. Gómez, A.P. Lobanov, G. Bruni, Y.Y. Kovalev, A.P. Marscher, S.G. Jorstad, Yo. Mizuno, U. Bach, R.V. Sokolovsky, J.M. Anderson, P. Galindo, N.S. Kardashev, and M.M. Lisakov), *Astrophys. J.* **817**, 96 (2016).

14. Девис, Чеховской (S.W. Davis and A.D. Tchekhovskoy), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **58**, 407 (2021).
15. Железняков В.В., *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997).
16. Истомин, Парьев (Ya.N. Istomin and V.I. Pariev), *MNRAS* **281**, 1 (1996).
17. Кадлер и др. (M. Kadler, E. Ros, A.P. Lobanov, H. Falcke, and J.A. Zensus), *Astron. Astrophys.* **426**, 481 (2004).
18. Ковалев и др. (Y.Y. Kovalev, K.I. Kellermann, M. Lister, D.C. Homan, R.C. Vermeulen, M.H. Cohen, E. Ros, M. Kadler, A.P. Lobanov, J.A. Zensus, N.S. Kardashev, L.I. Gurvits, M.F. Aller, and H.D. Aller), *Astron. J.* **130**, 2473 (2005).
19. Ковалев и др. (Y.Y. Kovalev, A.V. Pushkarev, E.E. Nokhrina, A.V. Plavin, V.S. Beskin, A.V. Chernoglazov, M.L. Lister, and T. Savolainen), *MNRAS* **495**, 3576 (2020).
20. Комиссаров, Порт (S. Komissarov and O. Porth), *New Astron. Rev.* **92**, 101610 (2021).
21. Кравченко и др. (E.V. Kravchenko, Y.Y. Kovalev, and K.V. Sokolovsky), *MNRAS* **467**, 83 (2017).
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теория поля* (М.: Наука, 1973).
23. Лобанов, Цензус (A.P. Lobanov and J.A. Zensus), *Astrophys. J.* **521**, 509 (1999).
24. Лобанов и др. (A.P. Lobanov, T.P. Krichbaum, D.A. Graham, A. Witzel, A. Kraus, J.A. Zensus, S. Britzen, A. Greve, and M. Grewing), *Astron. Astrophys.* **364**, 391 (2000).
25. Лютиков и др. (M. Lyutikov, V.I. Pariev, and R.D. Blandford), *Astrophys. J.* **597**, 998 (2003).
26. Лютиков и др. (M. Lyutikov, V.I. Pariev, and D. Gabuzda), *MNRAS* **360**, 869 (2005).
27. Майкель (F.C. Michel), *Astrophys. J.* **158**, 727 (1969).
28. Майкель (F.C. Michel), *Astrophys. J.* **180**, L133 (1973).
29. МакКини и др. (J.C. McKinney, A. Tchekhovskoy, and R. Blandford), *MNRAS* **423**, 3083 (2012).
30. Маршер (A.P. Marscher), *Astrophys. J.* **235**, 386 (1980).
31. Маршер, Гир (A.P. Marscher and W.K. Gear), *Astrophys. J.* **298**, 114 (1985).
32. Мошчибродска и др. (M. Mościbrodzka, C.F. Gammie, J.C. Dolence, and H. Shiokawa), *Astrophys. J.* **735**, 9 (2011).
33. Наир и др. (D.G. Nair, A.P. Lobanov, T.P. Krichbaum, E. Ros, J.A. Zensus, Y.Y. Kovalev, S.-S. Lee, F. Mertens, Yo. Hagiwara, M. Bremer, M. Lindqvist, and P. de Vicente), *Astron. Astrophys.* **622**, A92 (2019).
34. Нохрина и др. (E.E. Nokhrina, V.S. Beskin, Y.Y. Kovalev, and A.A. Zheltoukhov), *MNRAS* **447**, 2726 (2015).
35. Пак и др. (J. Park, K. Hada, M. Nakamura, K. Asada, G. Zhao, and M. Kino), *Astrophys. J.* **909**, 76 (2021).
36. Парьев и др. (V.I. Pariev, Ya.N. Istomin, and A.P. Beresnyak), *Astron. Astrophys.* **403**, 805 (2003).
37. Пеллетье, Пудриц (G. Pelletier and R.E. Pudritz), *Astrophys. J.* **394**, 117 (1992).
38. Порт и др. (O. Porth, Ch. Fendt, Z. Meliani, and B. Vaidya), *Astrophys. J.* **737**, 42 (2011).
39. Прокофьев и др. (V.V. Prokofev, L.I. Arzamasskiy, and V.S. Beskin), *MNRAS* **454**, 2146 (2015).
40. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, Y.Y. Kovalev, A.V. Pushkarev, and A.P. Lobanov), *Astron. Astrophys.* **532**, A38 (2011).
41. Урри, Падовани (C.M. Urry and P. Padovani), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107**, (1995).
42. Хейвертс, Норман (J. Heyvaerts and J. Norman), *Astrophys. J.* **347**, 1055 (1989).
43. Чеховской и др. (A. Tchekhovskoy, J.C. McKinney, and R. Narayan), *MNRAS* **388**, 551 (2008).
44. Юниор, Биретта (W. Junor and J.A. Biretta), *Astron. J.* **109**, 500 (1995).

ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРА ВМ CrB В НИЗКОМ СОСТОЯНИИ

© 2023 г. А. И. Колбин^{1,2*}, Н. В. Борисов¹, А. Н. Буренков¹,
О. И. Спиридонова¹, И. Ф. Бикмаев^{2,3}, М. В. Сусликов^{1,2}

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³Академия Наук РТ, Казань, Россия

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 28.03.2023 г.; принята к публикации 28.03.2023 г.

Выполнены спектральное и фотометрическое исследования слабоизученного полюра ВМ CrB. На основе данных обзора ZTF выявлено три состояния блеска полюра и признаки перехода от однополюсного к двухполюсному режиму аккреции при увеличении среднего блеска системы. Показано, что при переходе от низкого состояния к высокому происходит изменение долготы главного аккреционного пятна (на $\approx 17^\circ$) и увеличение его протяженности (на $\approx 10^\circ$). В спектрах присутствуют зеемановские абсорбции линии H α , которые формируются в магнитном поле напряженностью $B = 15.5 \pm 1$ МГс. Источником этих абсорбций может быть холодное гало, простирающееся от аккреционного пятна на $\approx 1/4$ радиуса белого карлика. Моделирование поведения эмиссионной линии H α показывает, что основным источником эмиссии является участок аккреционной струи вблизи точки Лагранжа L₁, который периодически затмевается звездой-донором. В спектрах проявляется циклотронная компонента, формируемая в аккреционном пятне. Ее моделирование простой моделью аккреционного пятна дает ограничения на напряженность магнитного поля $B = 15\text{--}40$ МГс и температуру $T_e \gtrsim 15$ кэВ.

Ключевые слова: новые звезды, катаклизмические переменные, ВМ CrB, фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S032001082303004X, **EDN:** CRFKZI

ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы с орбитальными периодами $P_{\text{orb}} \sim 1.4\text{--}9$ ч, которые состоят из белого карлика (первичный компонент), а также холодной звезды главной последовательности или коричневого карлика (вторичный компонент) (Уорнер, 1995; Хеллиер, 2001). Вторичный компонент заполняет свою полость Роша и теряет вещество через внутреннюю точку Лагранжа L₁. В большинстве случаев испускаемое донором вещество образует аккреционный диск вокруг белого карлика. Однако, когда аккректор обладает сильным магнитным полем ($B \sim 10\text{--}100$ МГс), ионизованный газ струи быстро достигает области стагнации, где динамическое давление газа сравнивается с магнитным давлением ($\rho v^2 = B^2/8\pi$), и затем течет вдоль магнитных линий без образования диска. Системы такого типа называются переменными

типа AM Нег или полярами. Траекторию движения газа в таких системах можно разделить на две составляющие: баллистическую, простирающуюся от точки Лагранжа L₁ до области стагнации, и магнитную, где ионизованный газ движется по линиям магнитного поля в направлении магнитных полюсов белого карлика. В отличие от немагнитных систем, в полярах наблюдается синхронизация вращения белого карлика и орбитального движения ($P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$, P_{rot} — период вращения белого карлика). В результате взаимодействия падающего газа с поверхностью аккректора образуются горячие ($T \sim 10\text{--}50$ кэВ) аккреционные пятна. Они являются интенсивными источниками тормозного рентгеновского излучения, а также поляризованного циклотронного излучения в оптическом диапазоне. В долговременных фотометрических наблюдениях полярных звезд есть высокие и низкие состояния, различающиеся по среднему блеску на несколько звездных величин. Переключения между высокими и низкими состояниями не проявляют какой-либо периодичности. Скорее всего, низкие

*Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

состояния образуются из-за подавления переноса вещества локальными магнитными полями донора (Кинг, Каннизо, 1998). Для более детального знакомства с системами типа AM Her мы отсылаем читателя к обзору Кроппер (1990).

Объект VM CrB (SDSS J154104.67 +360252.9) был классифицирован Шкоди и др. (2005) как поляр в ходе изучения катаклизмических переменных, обнаруженных Слоановским обзором неба. Проведенная ими спектрополяриметрия выявила типичные для полярных особенности: эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия; сильная линия ионизованного гелия HeII $\lambda 4686$, сравнимая по интенсивности с H β ; высокая степень круговой поляризации (до 9%). Кроме того, были обнаружены гармоники циклотронной линии, положение которых соответствовало напряженности магнитного поля 33 МГс. В той же работе представлена кривая блеска VM CrB, которая модулирована с периодом $P \approx 1.4$ ч и имеет яркий ($\Delta V \approx 1.3^m$) максимум, длящийся около половины периода. Авторы предположили, что максимум образуется во время прохождения аккреционного пятна по диску белого карлика.

Слабая изученность VM CrB побудила нас выполнить его более детальное исследование с применением фазово-разрешенной спектроскопии. Кроме того, в отличие от Шкоди и др. (2005), наши наблюдения проводились в более низком состоянии VM CrB, что сулило получение новой информации о свойствах объекта. В дополнение к спектральным наблюдениям, мы провели фотометрические наблюдения VM CrB, а также исследовали долговременное поведение блеска на основе данных обзора ZTF (Маски и др., 2018).

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Спектроскопия

Набор спектров VM CrB получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН с использованием фокального редуктора SCORPIO в режиме длиннощелевой спектроскопии (Афанасьев, Моисеев, 2011). Наблюдения проводились в ночи с 25 по 26 апреля 2022 г. и с 26 по 27 апреля 2022 г. в хороших астроклиматических условиях (размер звездного изображения 1.8–2.2"). В качестве дисперсора использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG550G (550 штрихов/мм), которая при ширине щели 1.2" обеспечила покрытие спектрального диапазона $\lambda = 3800\text{--}7300$ Å со средним разрешением $\Delta\lambda \approx 8$ Å/пикс. В первую ночь было получено 10 спектров с экспозициями 600 с, а вторую — 21 спектр с экспозициями 300 с.

Обработка спектральных наблюдений выполнялась с использованием программного пакета IRAF¹. Из спектральных кадров вычитались изображения электронного нуля (байес), на основе снимков лампы плоского поля проводилась коррекция за микровариации чувствительности прибора. Удаление следов космических частиц выполнялось с помощью алгоритма LaCosmic, основанного на лапласиан-анализе изображений (ван Доккум, 2001). Исправление геометрических искажений и калибровка спектров по длинам волн выполнялись с использованием кадров лампы He-Ne-Ar. Проведена оптимальная экстракция спектров (Хорн, 1986) с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка выполнена на основе наблюдений стандарта AGK+81 266. Потоки исправлялись за переменную непрозрачность атмосферы по спектрам соседней звезды, захваченной щелью спектрографа. Для каждого спектра найдены барицентрические юлианские даты моментов наблюдений, а также барицентрические поправки для лучевой скорости.

Фотометрия

Фотометрические наблюдения VM CrB проводились на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Телескоп был оснащен азотно-охлаждаемым фотометром с 2K×2K ПЗС-матрицей EEV 42-40. Дополнительные фотометрические наблюдения проведены на 1.5-м телескопе РТТ-150 (Турецкая национальная обсерватория TÜBİTAK) с использованием прибора TFOSS в режиме фотометра. Кроме того, перед спектральными наблюдениями на БТА/SCORPIO было получено несколько изображений окрестностей VM CrB для оценки состояния объекта. Журнал фотометрических наблюдений представлен в табл. 1.

Апертурная фотометрия VM CrB выполнена с использованием стандартных средств пакета IRAF. Из полученных ПЗС-кадров был вычтен электронный нуль (байес), а на основе кадров плоского поля проведено исправление за мультипликативные ошибки. Удаление следов космических частиц осуществлялось с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). Подбор оптимальной апертуры для фотометрии проводился путем минимизации среднеквадратического блеска контрольных звезд, близких по яркости к VM CrB.

¹Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

Таблица 1. Журнал фотометрических наблюдений ВМ СгВ

Телескоп/Фотометр	Дата, UT	Продолжительность, BJD-2459000	N	Фильтр	Δt_{exp} , с
БТА/SCORPIO	25/26 Апр. 2022	695.470642–695.509242	8	V	60
Цейсс-1000/CCD	26/27 Апр. 2022	696.435386–696.517802	43	V	120
БТА/SCORPIO	26/27 Апр. 2022	696.443181–696.460126	6	V	120
РТТ-150/TFOSC	07/08 Мая 2022	707.382490–707.483894	42	V	180
Цейсс-1000/CCD	28/29 Мая 2022	728.349864–728.420517	40	V	30

Примечание. Перечислены телескопы и фотометры, задействованные в наблюдениях, наблюдательные ночи, продолжительность наблюдений, количество полученных изображений (N), использованные фильтры, а также продолжительности экспозиций (Δt_{exp}).

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

Фотометрия ZTF

Анализ долговременного поведения блеска ВМ СгВ проводился на основе данных обзора ZTF (Маски и др., 2018), охватывающих примерно четыре года. Кривые блеска ВМ СгВ в трех фотометрических полосах представлены на рис. 1. Видно, что на протяжении наблюдений поляр находился в трех состояниях блеска: низком ($\langle g \rangle \approx 19.5^m$), промежуточном ($\langle g \rangle \approx 18.5^m$) и высоком ($\langle g \rangle \approx 16.5^m$).

Фотометрический период ВМ СгВ был уточнен методом Ломба–Скаргла, который по отдельности применялся к разным фотометрическим полосам и состояниям блеска. Данные, используемые для анализа поведения объекта в разных состояниях, отмечены на рис. 1 закрашенными областями. Перед исследованием кривых блеска в высоком состоянии из них вычитались тренды, аппроксимированные параболами и показанные на рис. 1. Среднее значение периода составило $P = 84.0653 \pm 0.0002$ мин. Кривые блеска ВМ СгВ в трех состояниях, свернутые с найденным периодом, показаны на рис. 2. Для их построения использовались эфемериды

$$HJD_{\min} = 2458862.097(1) + 0.0583786(1)E, \quad (1)$$

в которых нулевая эпоха соответствует середине плато на кривых блеска в низком состоянии в фильтре r .

Представленные на рис. 2 кривые блеска сильно изменяют свою форму при смене состояния и фотометрической полосы. В низком состоянии в полосах r , i имеется тусклое плато со слабым изменением блеска ($-0.75 \lesssim \varphi \lesssim 0.25$), а также яркая фаза ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$), где объект ярчает

на $\Delta r \approx \Delta i \approx 1.5^m$. Яркая фаза занимает примерно половину периода и имеет форму, близкую к прямоугольной. В полосе g яркая фаза также проявляется, однако является менее выраженной (поярчание около 0.5^m). Можно предположить, что яркая фаза возникает во время прохождения аккреционного пятна по диску белого карлика. Резкое падение амплитуды блеска при переходе с полосы r на g может быть связано со сравнительно низкой ($B \sim 10\text{--}30$ МГц) напряженностью магнитного поля в пятне. Яркая фаза в полосе i проявляет двухгорбую структуру. Этот эффект является распространенным в полярах и часто интерпретируется особенностями в зависимости интенсивности циклотронного излучения от направления (см., например, Колбин, Борисов, 2020).

При переходе ВМ СгВ в промежуточное состояние появляется второй максимум около фазы $\varphi \approx 0$ (рис. 2). В фильтре g он становится доминирующим. Вероятно, появление второго максимума обусловлено вторым аккреционным пятном, образующимся у второго магнитного полюса белого карлика. Подобное “включение” второго магнитного полюса при увеличении темпа аккреции является распространенным явлением у полярных звезд. В высоком состоянии наибольшая амплитуда блеска проявляется в полосе r . Амплитуда второго максимума заметно снижается. В фильтре i кривая блеска имеет выраженный первичный максимум с формой, близкой к прямоугольной. При переходе к коротковолновым фильтрам максимум размывается.

На рис. 2 заметно смещение положения яркой фазы ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$) с изменением среднего блеска. Границы яркой фазы определялись аппроксимацией кривой блеска тригонометрическим полиномом. За границы принимались те фазы, где производная от тригонометрического полинома

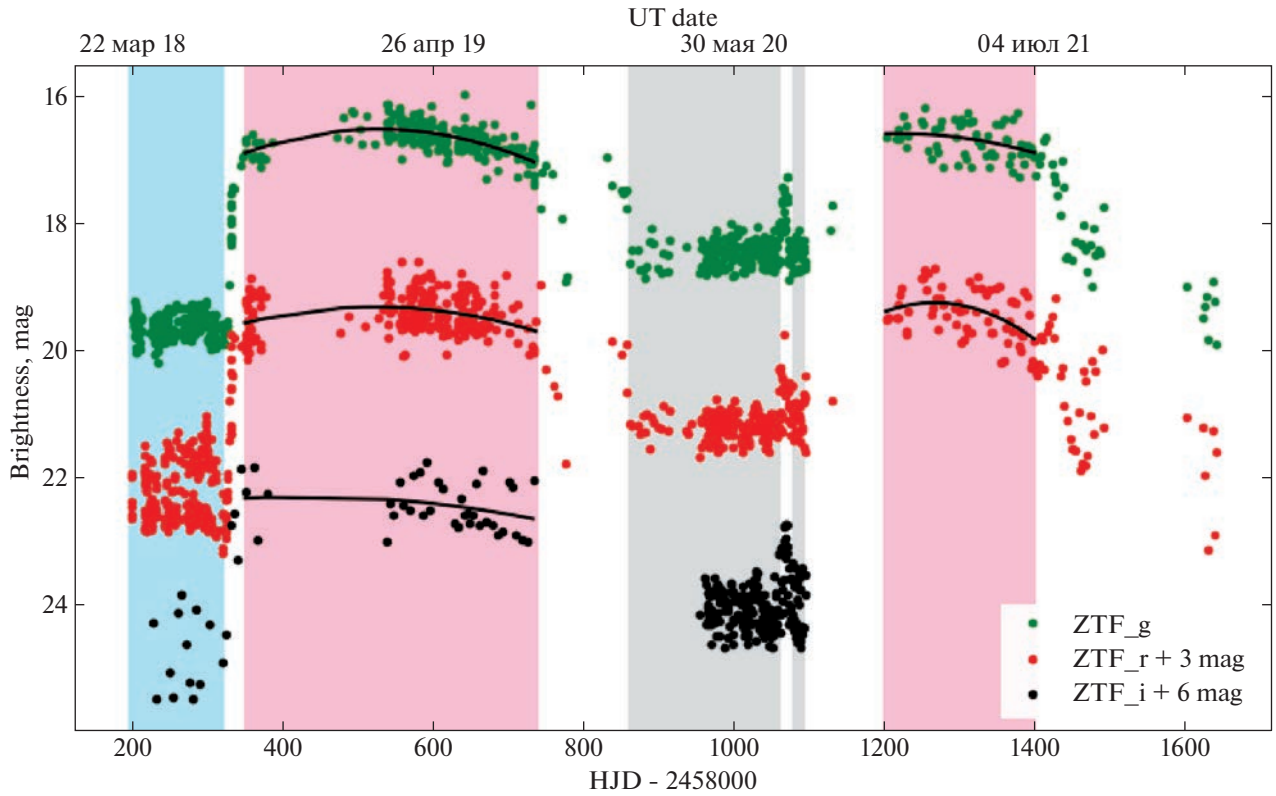


Рис. 1. Кривые блеска ВМ СгВ по данным обзора ZTF в полосах g , r , i . Области, закрашенные розовым, серым и голубым цветами, указывают на высокое, промежуточное и низкое состояния ВМ СгВ соответственно. Данные, попадающие в эти области, использовались для анализа кривых блеска в трех состояниях. Черные линии — полиномы второй степени, аппроксимирующие кривые блеска в высоком состоянии.

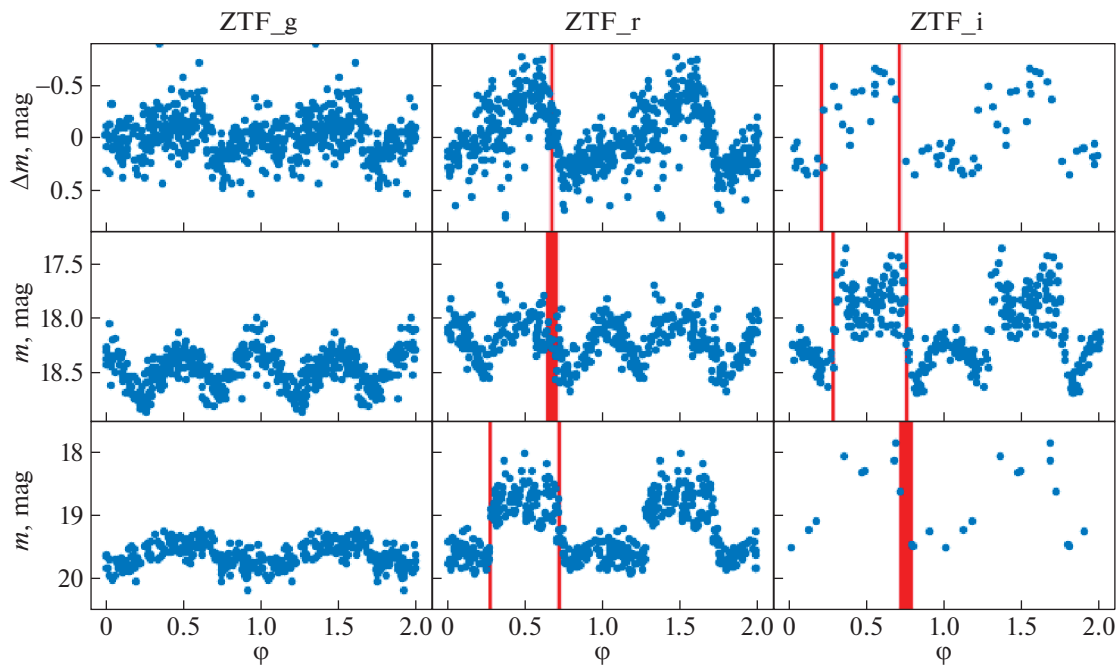


Рис. 2. Фазовые кривые блеска ВМ СгВ по данным обзора ZTF. Сверху вниз приведены состояния блеска поляра: высокое, промежуточное, низкое. Слева направо приведены фотометрические фильтры (g , r , i). Данные, использованные для построения этих кривых блеска, указаны на рис. 1. Блеск поляра в высоком состоянии отсчитывается относительно аппроксимирующих полиномов, показанных на рис. 1. Вертикальные полосы указывают моменты входа в яркую фазу и выхода из нее, ширины полос соответствуют ошибкам определения границ яркой фазы.

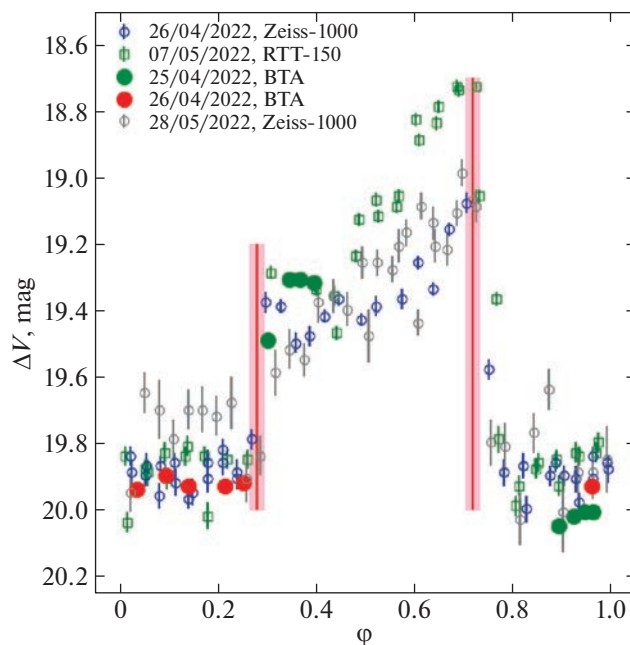


Рис. 3. Кривые блеска ВМ СгВ, полученные нами на телескопах Цейсс-1000, РТТ-150 и БТА. Вертикальными линиями указаны моменты входа в яркую фазу и выхода из нее.

достигала экстремума. Ошибки положения границ находились методом Монте-Карло. Смещение правой границы яркой фазы в фильтре r между высоким и низким состояниями составляет $\Delta\varphi = 0.047 \pm 0.006$, что соответствует смещению долготы пятна на $\Delta\psi = 17 \pm 2^\circ$. Аналогичное смещение в полосе i равно $\Delta\psi = 16 \pm 7^\circ$. Более точное значение смещения в полосе i может быть получено между промежуточным и высоким состояниями. Для правой границы пятна оно составляет $\Delta\psi = 17 \pm 2^\circ$, а для левой $\Delta\psi = 27 \pm 2^\circ$, т.е. при переходе из промежуточного в высокое состояние пятно растягивается по долготе на $\approx 10^\circ$. Похожее поведение кривой блеска наблюдалось Швопе и др. (2015) у поляр V808 Aig. Смещение аккреционного пятна естественно объясняется увеличением среднего блеска поляр с увеличением темпа аккреции. При увеличенном темпе аккреции аккреционная струя должна иметь большую плотность и позже захватываться линиями магнитного поля (альфвеновский радиус становится меньше). В таком случае пятно образуется на больших долготах (если долготы отсчитываются по направлению орбитального движения донора), а яркая фаза наступает раньше, что и наблюдается в кривых блеска ВМ СгВ.

Фотометрия РТТ-150 и Цейсс-1000

Кривые блеска ВМ СгВ, полученные на РТТ-150 и Цейсс-1000 в полосе V , показаны на рис. 3.

Они демонстрируют плато с постоянным уровнем блеска и яркую фазу, простирающуюся примерно на половину периода и образуемую выходом аккреционного пятна на диск белого карлика. Блеск на плато $V \approx 19.8^m$ говорит о низком состоянии ВМ СгВ во время наблюдений. Вход в яркую фазу и выход из нее являются резкими. После резкого входа в яркую фазу блеск плавно повышается на $\Delta V \approx 0.4^m$.

На основе наблюдений на Цейсс-1000 28 мая 2022 г., имеющих наибольшее временное разрешение, измерена продолжительность яркой фазы $\Delta\varphi_{BP} = 0.44 \pm 0.02 P_{\text{rot}}$, где P_{rot} — период вращения белого карлика (в полярках $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$). Поскольку $\Delta\varphi_{BP} < (1/2)P_{\text{rot}}$, то аккреционное пятно должно располагаться на ограниченном экватором полушарии белого карлика, повернутым в сторону от наблюдателя.

На кривые блеска РТТ-150 и Цейсс-1000 были также наложены измерения блеска, полученные на БТА/SCORPIO непосредственно перед спектральными наблюдениями. Очевидно, что эти измерения хорошо согласуются с данными РТТ-150, Цейсс-1000 и позволяют утверждать о нахождении поляр в низком состоянии и во время спектральных наблюдений.

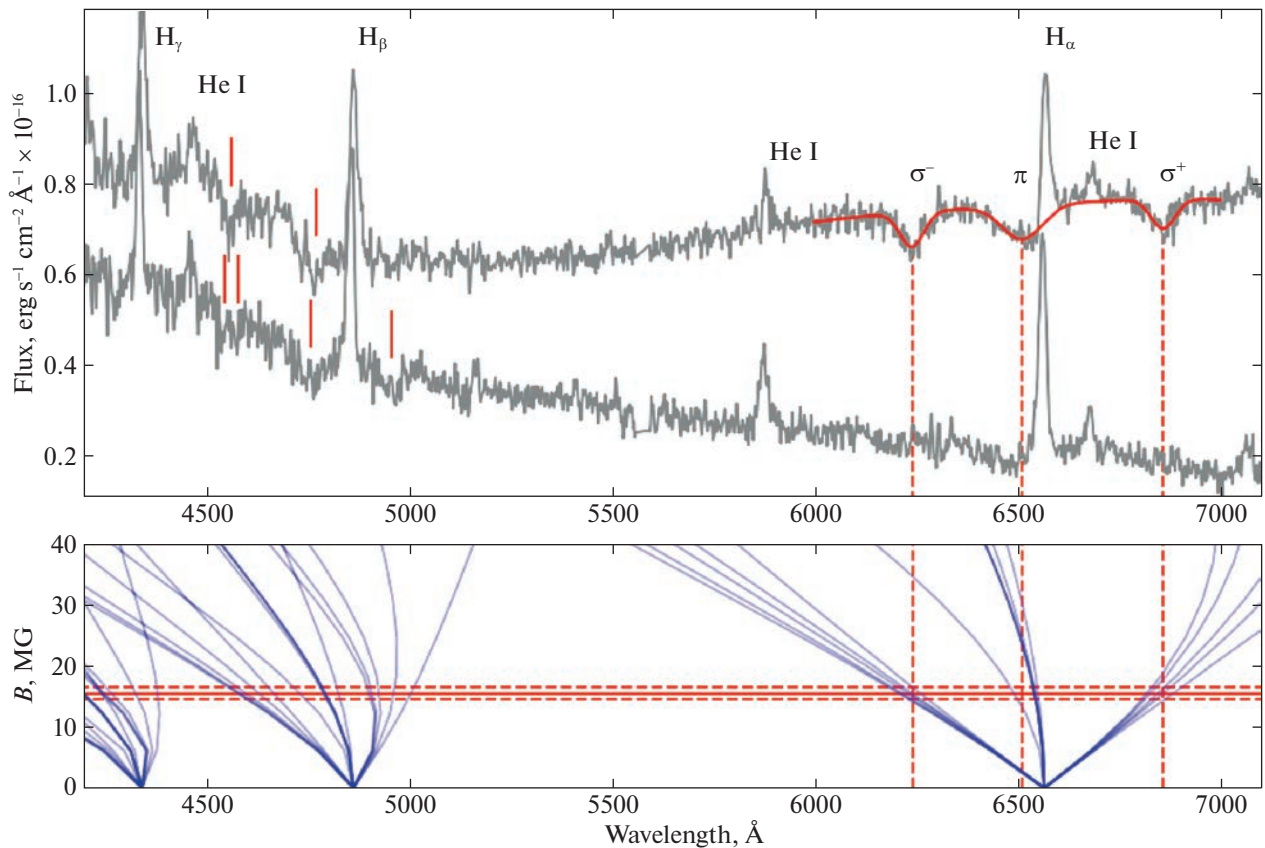


Рис. 4. На верхней панели показаны усредненные спектры ВМ СгВ, полученные в яркой фазе и фазе плато. Красной линией показана аппроксимация участка спектра с зеемановскими компонентами линии $H\alpha$ комбинацией полинома и гауссиан. Вертикальными штриховыми линиями указано положение зеемановских компонент. Вертикальными непрерывными линиями указаны компоненты расщепления линии $H\beta$. На нижней панели представлена диаграмма положения компонент зеемановского расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ для диапазона напряженности магнитного поля 0–40 МГс. На диаграмме горизонтальными линиями указано найденное значение магнитного поля $B = 15.5 \pm 1$ МГс.

ЗЕЕМАНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ

Спектры ВМ СгВ можно разделить на две группы. Первая группа соответствует яркой фазе в кривой блеска ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$), а вторая — фазе плато с пониженным блеском ($-0.75 \lesssim \varphi \lesssim 0.25$). Усредненные спектры яркой фазы и фазы плато показаны на рис. 4. Спектры первой группы демонстрируют широкий горб в красной части спектра, в то время как вторая группа спектров имеет монотонное возрастание континуума в коротковолновую область. Горб в красной части обусловлен циклотронным излучением аккреционного пятна, проходящего по видимому диску белого карлика и дающего максимум блеска в длинноволновой области. Наблюдаемое поведение спектров хорошо согласуется с многополосной фотометрией ZTF в низком состоянии (см. предыдущий раздел), где имеется возрастание амплитуды блеска при переходе от фильтра g к фильтрам r и i .

В яркой фазе наблюдаются абсорбции на длинах волн 6240, 6510 и 6858 Å. Их положение определялось аппроксимацией участка спектра комбинацией алгебраического полинома и трех гауссиан. Отметим, что для измерения длины волны детали около 6858 Å спектр ВМ СгВ был поделен на спектр звезды-стандарта для удаления теллурической франгоуферовой линии B . Указанные абсорбции можно интерпретировать как σ^- , π , и σ^+ компоненты зеемановского расщепления линии $H\alpha$. Примечательно, что они присутствуют только в яркой фазе и пропадают на фазе плато. Из этого можно сделать предположение, что абсорбции формируются в холодном гало вокруг аккреционного пятна. Похожее поведение зеемановских компонент $H\alpha$ демонстрируют полярны V834 Cen (Викрамазингхе и др., 1987), BL Hvi (Швопе и др., 1995), EP Dra (Швопе, Менгель, 1997), BS Tri (Колбин и др., 2022).

Для определения напряженности магнитного поля мы использовали программный код Шимежек, Вуннер (2014), который проводит расчет состояния атома водорода в сильном магнитном поле. С его помощью были рассчитаны энергии состояний водорода и длины волн разрешенных переходов для диапазона напряженностей магнитного поля 0–40 МГс. Полученная диаграмма расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ показана на нижней панели рис. 4. Положение зеемановских компонент $H\alpha$ наилучшим образом согласуется с магнитным полем напряженностью $B_{\text{halo}} = 15.5 \pm 1$ МГс. При этом магнитное поле не показывает переменности в пределах $\Delta B = 0.5$ МГс в течение яркой фазы. Путем измерения длин волн циклотронных гармоник Шкоди и др. (2005) сделали оценку напряженности магнитного поля в аккреционном пятне $B_{\text{cyc}} \approx 33$ МГс. Тогда в предположении дипольного магнитного поля размер гало составляет $(B_{\text{halo}}/B_{\text{cyc}})^{-1/3} - 1 \approx 0.28$ радиуса белого карлика. Отметим, что при описании положения зеемановских компонент $H\alpha$ не проявляется доплеровское смещение падающего на поверхность белого карлика газа холодного гало. Верхний предел на лучевую скорость газа гало составляет $v \approx 1000$ км/с. Вероятно, во время яркой фазы газ падает на поверхность аккретора под высоким углом по отношению к лучу зрения.

Помимо расщепления линии $H\alpha$, спектры ВМ СгВ демонстрируют зеемановское расщепление линии $H\beta$. Оно заметно как в яркой фазе, так и в фазе плато. В фазе плато абсорбционные компоненты $H\beta$, вероятно, образуются в фотосфере белого карлика, в то время как в яркой фазе возможно наложение линий гало. К сожалению, исходя из положения компонент $H\beta$, невозможно сделать однозначные оценки напряженности магнитного поля. Решить эту задачу можно было бы путем моделирования спектров магнитных белых карликов.

АНАЛИЗ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Набор эмиссионных линий, наблюдаемый в спектрах ВМ СгВ, типичен для катаклизмических переменных. Наиболее интенсивными являются линии водорода бальмеровской серии $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ (рис. 4). Проявляются линии нейтрального гелия $\text{HeI } \lambda 4471, \lambda 5876, \lambda 6678, \lambda 7065$. Интересной особенностью является отсутствие линии ионизованного гелия $\text{HeII } \lambda 4686$, которая часто встречается среди переменных типа АМ Нег и зачастую используется как индикатор замагниченности белого карлика в катаклизмической переменной (Силбер, 1992). Это свойство может быть интерпретировано низким состоянием блеска, когда аккреционное

пятно излучает малое количество жестких фотонов ($\lambda \leq 228 \text{ \AA}$), и аккреционная струя слишком разреженная для формирования интенсивной линии $\text{HeII } \lambda 4686$. Отметим, что в работе Шкоди и др. (2005) интенсивность линии $\text{HeII } \lambda 4686$ сравнима с линией $H\beta$, а состояние ВМ СгВ было выше (блеск в минимуме $V \approx 18.7^m$) по сравнению с настоящей работой (блеск в минимуме $V \approx 19.8^m$).

Динамический спектр линии $H\alpha$ представлен на рис. 5. Похожим образом себя ведут и другие эмиссионные линии, однако их динамика не представлена в данной работе из-за высокой зашумленности. Очевидна переменность лучевой скорости, модулированная с орбитальным периодом. Профили линии были аппроксимированы набором гауссиан, чьи лучевые скорости изменялись как $\sim K \sin(2\pi(\varphi - \varphi_0))$, где φ_0 — начальная фаза. Ширины гауссиан были независимы от фазы, а амплитуды подгонялись под каждый профиль. Оказалось, что подавляющая часть излучения $H\alpha$ описывается одной гауссианой с амплитудой лучевой скорости $K \approx 260$ км/с. Для лучшего описания динамического спектра была введена более слабая компонента-подложка с амплитудой $K \approx 1000$ км/с. Лучевые скорости компонент линии показаны на рис. 5. Заметим, что поведение эмиссионных линий в полярах является довольно сложным и зачастую описывается большим количеством компонент (см. Швопе и др., 1997). Однако из-за довольно высокой зашумленности наших спектров и низкого спектрального разрешения предложенная модель удовлетворительно описывает наблюдения. Хотя и после вычитания модельных профилей из наблюдаемых наблюдается слабое остаточное излучение, добавление еще одной гауссианы для описания динамического спектра делает решение неоднозначным и сильно зависящим от начального приближения.

На рис. 5 также показаны доплеровские томограммы, восстановленные по динамическому спектру $H\alpha$ (подробнее о доплеровских томограммах см. Марш, Швопе, 2016; Котзе и др., 2015, 2016). Доплеровские томограммы представляют собой карты распределения эмиссионных областей в пространстве скоростей, спроецированные на орбитальную плоскость. Каждая точка этого пространства определяется полярными координатами v и ϑ . Координата v является модулем скорости, отсчитываемым от центра масс двойной системы, а ϑ есть угол между вектором скорости излучающей частицы и линией, соединяющей центры масс звездных компонент. Доплеровская томография проводилась с помощью программного кода Котзе и др. (2015), реализующего метод максимума энтропии. Томограммы представлены как в стандартной проекции, где модуль скорости v

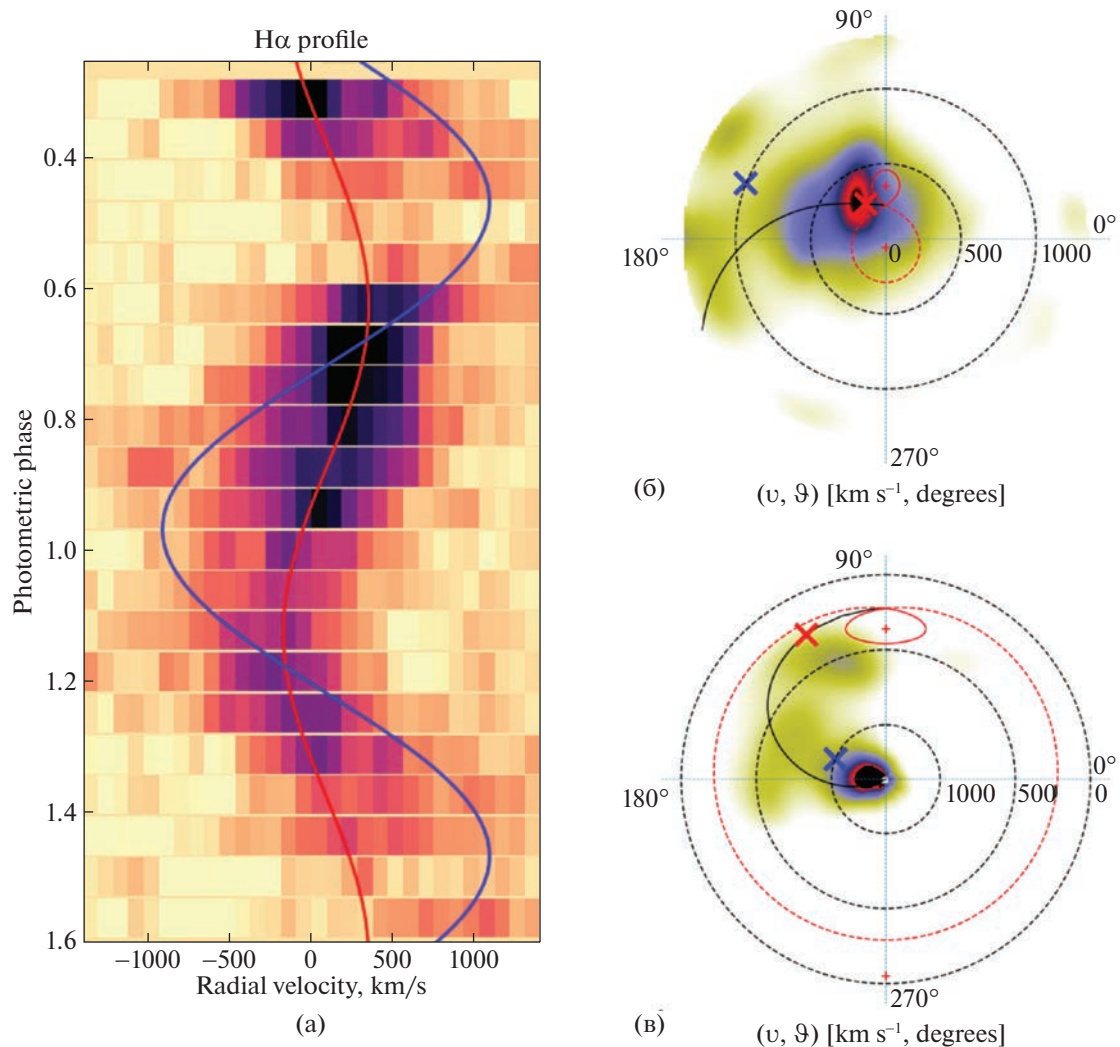


Рис. 5. Динамический спектр линии $H\alpha$ (а) и построенные на его основе доплеровские томограммы в стандартной (б) и вывернутой (в) проекциях. На динамический спектр наложены кривые лучевых скоростей компонент линии $H\alpha$, которые были выделены декомпозицией профилей линии гауссианами. Красной линией показана кривая лучевых скоростей основной компоненты, синей — компоненты-подложки. На томограммы наложены скорости полостей Роша первичной (замкнутая красная пунктирная линия) и вторичной компонент (замкнутая красная непрерывная линия), скорости частиц на баллистической траектории (непрерывная черная линия). Указано положение источников, ответственных за формирование основной компоненты профиля линии (жирный красный крестик) и широкой компоненты-подложки (жирный синий крестик).

растет от центра томографии к периферии, так и в вывернутой проекции, где v увеличивается в противоположном направлении. Поскольку мы не имеем орбитальных эфемерид ВМ СгВ, томограмма является повернутой на произвольный угол ϑ . Предполагалось, что нулевая орбитальная фаза, соответствующая максимальной близости донора к наблюдателю, приходится на фотометрическую фазу $\varphi = 0.5$, согласно модели ВМ СгВ, описанной ниже. Распределение излучающих областей на представленной томограмме типично для систем типа АМ Нег: имеется низкоскоростная область

эмиссии, которая переходит в высокоскоростную область при увеличении полярного угла. На томограмме отмечены области формирования основной компоненты и компоненты-подложки, выделенные из динамического спектра подгонкой гауссиан. Отклонение положения основной компоненты линии от локального максимума на томограмме в вывернутой проекции обусловлено увеличением размытия деталей при движении от центра к периферии томограммы (см. подробнее Котзе и др., 2015). Этот же эффект проявляется для компоненты-подложки в стандартной проекции.

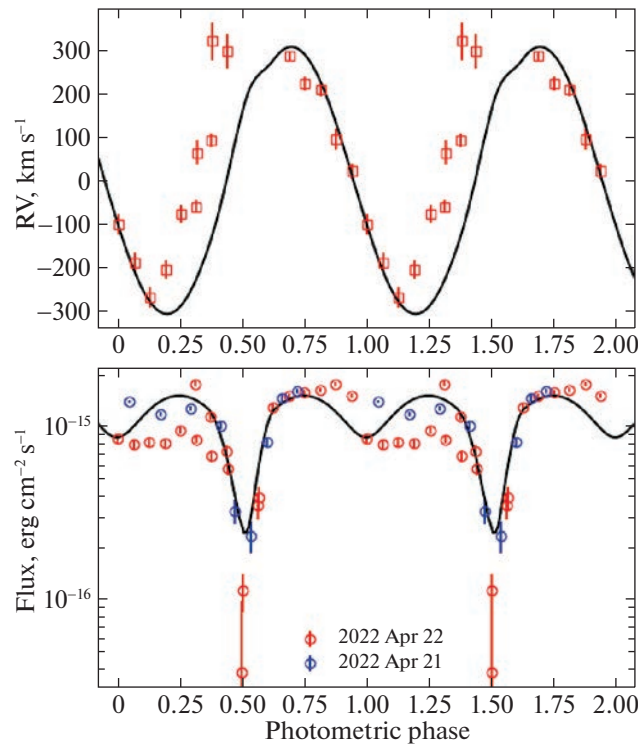


Рис. 6. Кривые лучевых скоростей (верхняя панель) и потоков (нижняя панель) линии $H\alpha$. Непрерывными линиями показаны соответствующие теоретические кривые.

Интересной особенностью в поведении эмиссионных линий является их пропадание в интервале фаз $0.4 \lesssim \varphi \lesssim 0.6$. По-видимому, этот эффект связан с затмением источника эмиссии донором. Ширина затмения составляет $\Delta\varphi \approx 0.17$, что указывает на формирование эмиссий на некотором удалении от донора, а не его поверхности (например, из-за эффектов переизлучения). Так, при формировании эмиссии на поверхности звезды минимальная продолжительность затмения достигалась бы, если область эмиссии была компактной, располагалась бы в точке Лагранжа L_1 , а наклонение орбитальной плоскости составляло бы $i = 90^\circ$. Однако даже в этом случае потребовалось бы очень малое и не характерное для катаклизмических переменных отношение масс $q = M_2/M_1 \approx 0.0016$ для получения наблюдаемой ширины затмения. Обращает на себя внимание и поведение лучевой скорости. Если бы источником эмиссии была область переизлучения, симметричная относительно оси, соединяющей центры масс компонент, то центру затмения соответствовала бы нулевая лучевая скорость орбитального движения. Однако в действительности она опережает центральную фазу затмения на $\Delta\varphi \approx 0.08$.

На рис. 6 показаны кривая лучевых скоростей и кривая потоков основного источника эмиссии в

линии $H\alpha$. Эти кривые были получены после вычитания из спектров слабой компоненты-подложки, выделенной ранее декомпозицией динамического спектра гауссианами. Поведение линии $H\alpha$ в ВМ СгВ очень схоже с поведением эмиссионных линий в полярах $HU Aqr$ (Швопе и др., 1997) и $QQ Vul$ (Швопе и др., 2000). В кривых потока эмиссионных линий $HU Aqr$ и $QQ Vul$ также наблюдается узкое затмение. Кроме того, кривая потока в ВМ СгВ демонстрирует слабые признаки двухгорбости, при этом левый горб является более интенсивным по сравнению с правым. Похожее явление присутствует в $HU Aqr$ и $QQ Vul$. На основе анализа спектров высокого разрешения в $HU Aqr$ и $QQ Vul$ было показано, что большая часть потока в эмиссионных линиях формируется в аккреционной струе.

Для проверки гипотезы формирования эмиссий ВМ СгВ в аккреционной струе нами разработана простая модель полуразделенной двойной системы. Модель включает в себя вторичную компоненту, заполняющую полость Роша, и участок аккреционной струи, истекающей из точки Лагранжа L_1 . Предполагалось, что источник основной компоненты $H\alpha$ располагается вблизи донора до области стагнации, где траекторию струи можно считать баллистической. Такое предположение так-

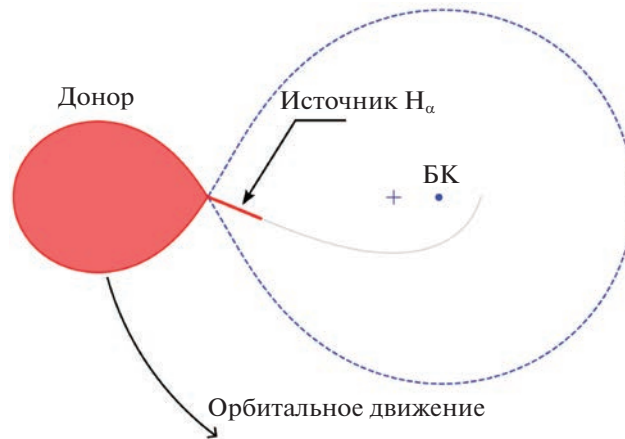


Рис. 7. Модель поляр, полученная из анализа кривых лучевых скоростей и потоков основной компоненты линии $H\alpha$. На рисунке указаны звезда-донор, заполняющая свою полость Роша, белый карлик (БК), полость Роша белого карлика (пунктирная линия), баллистическая траектория частицы, испускаемой из точки Лагранжа L_1 (серая линия), источник основной компоненты линии $H\alpha$.

же избавляет нас от неоднозначностей в решении, которые могли бы возникнуть при введении неизвестных параметров, определяющих магнитную траекторию струи. Траектория струи рассчитывалась путем решения ограниченной задачи трех тел (Фланнери, 1975). Сечение аккреционной струи предполагалось пренебрежимо малым. Струя разбивалась на малые элементы, которые считались источниками эмиссии в линии $H\alpha$. Кривая потока и кривая лучевых скоростей вычислялись путем интегрирования по струе локальных интенсивностей и лучевых скоростей соответственно. При интегрировании учитывались затмение элементов струи донором и проекция на картинную плоскость (т.е. интенсивность излучения полагалась пропорциональной $\sin \gamma$, где γ — угол между лучом зрения и элементом струи). Последнее означает, что струя считалась оптически-толстой. Расчеты выполнены для массы донора $M_2 = 0.1 M_\odot$, типичной для короткопериодических ($P_{\text{orb}} \approx 85$ мин) катаклизмических переменных, а наклонение орбиты, масса белого карлика и протяженность излучающей части аккреционной струи подбирались путем аппроксимации наблюдательных данных. Наилучшее описание получено для наклонения орбиты $i = 55^\circ$, массы белого карлика $M_1 = 0.65 M_\odot$ и протяженности аккреционной струи $\alpha = 7^\circ$, отсчитываемой из центра аккретора от направления на точку Лагранжа L_1 . Модель системы с такими параметрами показана на рис. 7 в проекции на орбитальную плоскость. На рис. 6 показано сравнение наблюдаемых кривой лучевых скоростей и кривой потока $H\alpha$ с соответствующими модельными кривыми. Видно удовлетворительное описание кривой потока, а также участка кривой

лучевых скоростей в диапазоне фаз $0.7 \lesssim \varphi \lesssim 1.2$. В интервале $0.2 \lesssim \varphi \lesssim 0.5$ теоретические лучевые скорости значительно (на $\Delta v \approx 100$ км/с) ниже наблюдаемых. Скорее всего, это несоответствие связано с плохим разделением профиля линии на компоненты, неизбежно имеющим место для спектров низкого разрешения. В анализируемых профилях могло остаться излучение более близких к белому карлику участков струи, которые лучше всего себя проявляют в период пониженной яркости основного источника эмиссии. Скорости частиц баллистической траектории, рассчитанные для указанных параметров системы, были наложены на доплеровскую томограмму на рис. 5. Видно, что источники эмиссии $H\alpha$ распределены вблизи следа баллистической траектории.

ЦИКЛОТРОННЫЕ СПЕКТРЫ

Для исследования циклотронного излучения полярных часто используется модель аккреционного пятна, однородная по температуре и плотности (см., например, Кэмпбелл и др., 2008; Колбин и др., 2019; Бойерманн и др., 2020). Эта модель определяется четырьмя параметрами: напряженностью магнитного поля B , электронной температурой T_e , углом между линией магнитного поля и лучом зрения θ , а также плазменным параметром $\Lambda = \omega_p^2 \ell / \omega_c c$, где $\omega_c = eB/m_e c$ — циклотронная частота, ω_p — плазменная частота, ℓ — геометрическая глубина излучающей области вдоль луча зрения. Высокое фарадеевское вращение, присутствующее в аккреционных пятнах полярных, сводит решение уравнения переноса поляризованного излучения к двум независимым уравнениям для

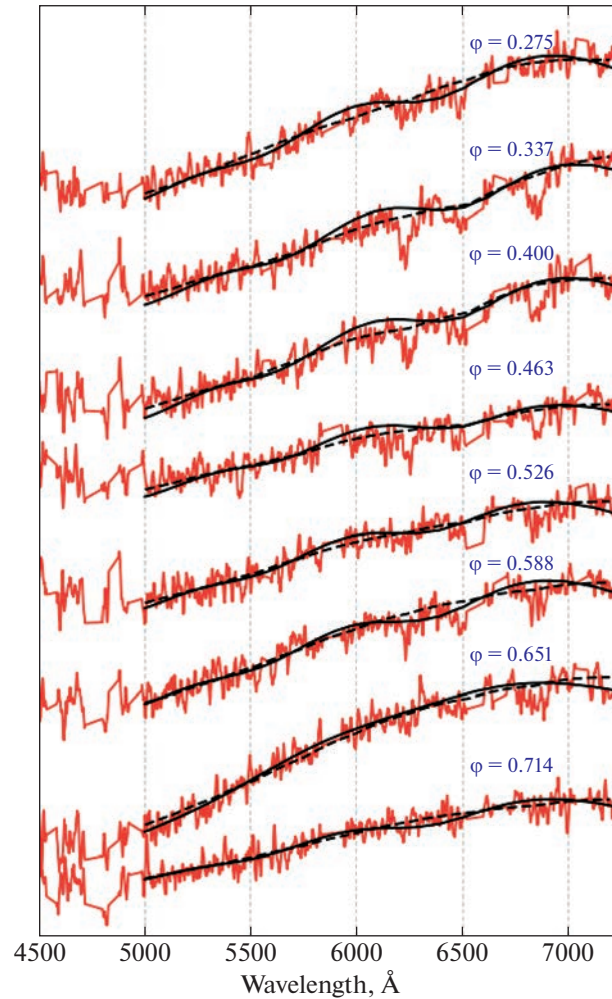


Рис. 8. Циклотронные спектры ВМ СгВ (красные линии) и их описание модельными спектрами аккреционных пятен с температурами $T_e = 10$ кэВ (пунктирные черные линии) и $T_e = 20$ кэВ (непрерывные черные линии). Указаны фазы середин экспозиции наблюдаемых спектров, найденные по эфемеридам (1).

обыкновенной и необыкновенной волн. Интенсивности выходящего излучения для обыкновенной (o) и необыкновенной (e) мод поляризации находятся как

$$I_{o,e} = I_{RJ}(1 - \exp(-\alpha_{o,e}\Lambda)), \quad (2)$$

где $I_{RJ} = k_B T_e \omega^2 / 8\pi^3 c^2$ — интенсивность Рэлея–Джинса на поляризационную моду (k_B — постоянная Больцмана), $\alpha_{o,e}$ — коэффициенты циклотронного поглощения в единицах $\omega_p^2 / \omega_e c$. Коэффициенты $\alpha_{o,e}$ в настоящей работе вычислялись по методу Чэнмьюгэм, Далк (1981). Полная интенсивность излучения есть $I = I_o + I_e$.

Как было указано в разделе “Анализ фотометрии”, аккреционное пятно проходит по диску белого карлика во время яркой фазы ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$). Вне этого диапазона на кривых блеска наблюдается плато, где, по-видимому, доминирует излучение

белого карлика. Для выделения спектра излучения аккреционного пятна мы аппроксимировали усредненный спектр плато полиномом низкой степени и вычли его из спектров яркой фазы. Полученные таким образом спектры аккреционного пятна показаны на рис. 8. Поток во всех спектрах возрастает при увеличении длины волн, а присутствие гармоник циклотронной линии неочевидно. Присутствует переменность формы спектров, которую обычно связывают с изменениями условий видимости аккреционного пятна, т.е. с изменением угла θ и плазменного параметра Λ .

Аппроксимация наблюдаемых спектров проводилась путем варьирования напряженности магнитного поля B , температуры T_e , направления магнитных линий, задаваемого углом θ , и плазменного параметра Λ . Напряженность магнитного поля и температура считались независимыми от фазы φ

и находились путем аппроксимации всего набора циклотронных спектров. Угол θ и плазменный параметр Λ подгонялись к каждому спектру индивидуально и варьировались в диапазонах $\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$, $\Lambda \in [2, 8]$ (последний диапазон покрывает наблюдаемые значения Λ в полярах и их теоретические границы, см., например, Воелк, Бойерманн, 1996). В моделировании использовался диапазон длин волн $\lambda = 5000\text{--}7100 \text{ \AA}$, где вклад циклотронного излучения максимален и отсутствует добавка от второго порядка дифракционной решетки.

Удовлетворительное описание спектров достигается для температур $T_e \gtrsim 15 \text{ кэВ}$. Оптимальные значения напряженности магнитного поля лежат около $B = 30 \text{ МГс}$ внутри температурного диапазона $T_e = 15\text{--}30 \text{ кэВ}$. При этом решения, согласующиеся с наблюдениями в пределах ошибок, находятся для магнитных полей напряженностью $B = 15\text{--}40 \text{ МГс}$. Полученный диапазон напряженности магнитного поля не противоречит оценке $B = 33 \text{ МГс}$, полученной Шкоди и др. (2005), однако отсутствие выраженных циклотронных гармоник позволяет сделать оценку параметров лишь с высокой неопределенностью. Отметим, что плавного изменения угла θ и параметра Λ не было выявлено. На рис. 8 показано сравнение наблюдаемых спектров с теоретическими спектрами, которые соответствуют оптимальным (для метода наименьших квадратов) решениям для температур 10 и 20 кэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнено оптическое исследование слабоизлученного полюра ВМ СгВ, находившегося в период наших наблюдений в низком состоянии блеска. Приведем основные результаты.

Анализ долговременной фотометрии, полученной обзором ZTF, демонстрирует три состояния блеска ВМ СгВ, который мы назвали низким ($\langle g \rangle \approx 19.5^m$), промежуточным ($\langle g \rangle \approx 18.5^m$) и высоким ($\langle g \rangle \approx 16.5^m$). Наиболее простая кривая блеска наблюдается в низком состоянии, где можно выделить фазу с пониженным, почти постоянным блеском (фаза плато), а также яркую фазу, соответствующую выходу аккреционного пятна на диск белого карлика. Продолжительность яркой фазы указывает на аккрецию газа около полюса вращения, направленного в сторону от наблюдателя. При повышении состояния блеска появляются признаки аккреции на второй магнитный полюс. Прослеживаются изменение долготы аккреционного пятна ($\Delta\psi \approx 17^\circ$) и его растяжение (примерно на 10° по долготе) при переходе из низкого состояния к высокому.

В спектрах яркой фазы проявляются абсорбционные компоненты зеемановского расщепления

линии $\text{H}\alpha$, формирующиеся в магнитном поле напряженностью $B = 15.5 \pm 1 \text{ МГс}$. Поскольку данные абсорбции видны только в яркой фазе, можно предположить, что они образуются в холодном гало вокруг аккреционного пятна. Если принять оценку напряженности магнитного поля в аккреционном пятне $B = 33 \text{ МГс}$ (Шкоди и др., 2005), то размер гало должен составлять ≈ 0.28 радиуса белого карлика. В фазе плато наблюдаются зеемановские компоненты линии $\text{H}\beta$, которые, по-видимому, образуются в фотосфере белого карлика. Обращает на себя внимание высокая разница магнитного поля гало и аккреционного пятна. В приведенной Феррарио и др. (2015) таблице определения магнитных полей имеется пять полюров, для которых проводились измерения магнитного поля как по циклотронным спектрам, так и по зеемановским абсорбциям гало. Для трех объектов (V834 Cep, MR Ser, V884 Her) оба метода дают одинаковые оценки напряженности магнитного поля, для одного объекта обе оценки различаются несильно (EF Eri, $B_{\text{cyc}}/B_{\text{halo}} = 21 \text{ МГс}/15 \text{ МГс}$). Для полюра BS Tr1 также были получены близкие оценки магнитного поля в аккреционном пятне и гало (Колбин и др., 2022). В плане поведения магнитного поля ВМ СгВ похож на полюр BL Hy1, где магнитное поле в аккреционном пятне почти в 2 раза сильнее магнитного поля гало ($B_{\text{cyc}} = 23 \text{ МГс}$ и $B_{\text{halo}} = 12 \text{ МГс}$; Феррарио и др., 1996; Швопе и др., 1995).

Динамический спектр линии $\text{H}\alpha$ может быть описан двумя компонентами: содержащей большую часть потока основной компонентой ($K \approx 260 \text{ км/с}$) и широкой компонентой-подложкой ($K \approx 1000 \text{ км/с}$). Наблюдается затмение основного источника эмиссии $\text{H}\alpha$. Кривая потоков и кривая лучевых скоростей затмеваемой компоненты $\text{H}\alpha$ согласуются с предположением формирования линии в аккреционной струе вблизи поверхности донора. Имеющиеся отклонения модельной кривой лучевых скоростей от наблюдаемой, по-видимому, связаны с плохим разделением линии на компоненты из-за низкого спектрального разрешения.

В спектрах яркой фазы наблюдается циклотронное излучение, формируемое в аккреционном пятне. Циклотронные спектры были промоделированы простой моделью аккреционного пятна, однородной по температуре и плотности. Отсутствие в спектрах гармоник циклотронной линии не позволяет сделать однозначные оценки параметров излучающей среды. Согласие между наблюдаемыми и модельными спектрами достигается для температур $T_e \gtrsim 15 \text{ кэВ}$ и магнитных полей напряженностью $B = 15\text{--}40 \text{ МГс}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10064, <https://rscf.ru/project/22-72-10064/>. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic. Astron.* **20**, 363 (2011).
2. Бойерманн и др. (K. Beuermann, V. Burwitz, K. Reinsch, A. Schwöpe, and H.-C. Thomas), *Astron. Astrophys.* **634**, 91 (2020).
3. Викрамазингхе и др. (D.T. Wickramasinghe, I.R. Tuohy, and N. Visvanathan), *Astrophys. J.* **318**, 326 (1987).
4. Воелк, Бойерманн (U. Woelk and K. Beuermann), *Astron. Astrophys.* **306**, 232 (1996).
5. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).
6. Зоротович и др. (M. Zorotovic, M.R. Schreiber, and B.T. Gänsicke), *Astron. Astrophys.* **536**, 42 (2011).
7. Кинг, Каннизо (A.R. King and J.K. Cannizzo), *Astrophys. J.* **499**, 348 (1998).
8. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
9. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.A. Serebryakova, M.M. Gabdeev, and N.V. Borisov), *Astrophys. Bull.* **74**, 80 (2019).
10. Колбин А.И., Борисов Н.В., Письма в Астрон. журн. **46**, 868 (2020) [A.I. Kolbin and N.V. Borisov, *Astron. Lett.* **46**, 812 (2020)].
11. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.V. Borisov, N.A. Serebriakova, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, M.M. Gabdeev, and S.Yu. Shugarov), *MNRAS* **511**, 20 (2022).
12. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
13. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
14. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
15. Кэмпбелл и др. (R.K. Campbell, T.E. Harrison, A.D. Schwöpe, and S.B. Howell), *Astrophys. J.* **672**, 531 (2008).
16. Марш, Швопе (T.R. Marsh and A.D. Schwöpe), *ASSL* **439**, 195 (2016).
17. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 995 (2018).
18. Силбер (A.D. Silber), PhD thesis, MIT, (1992).
19. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
20. Феррарио и др. (L. Ferrario, J. Bailey, and D. Wickramasinghe), *MNRAS* **282**, 218 (1996).
21. Феррарио и др. (L. Ferrario, D. de Martino, and B.T. Gänsicke), *Space Sci. Rev.* **191**, 111 (2015).
22. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
23. Хеллиер (C. Hellier), *Cataclysmic Variable Stars* (Springer, 2001).
24. Хорн (K. Horne), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **98**, 609 (1986).
25. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
26. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, K. Beuermann, and S. Jordan), *Astron. Astrophys.* **301**, 447 (1995).
27. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, K.H. Mantel, and K. Horne), *Astron. Astrophys.* **319**, 894 (1997).
28. Швопе, Менгель (A.D. Schwöpe and S. Mengel), *Astronomische Nachrichten* **318**, 25 (1997).
29. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, M.S. Catalán, et al.), *MNRAS* **313**, 533 (2000).
30. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, F. Mackebrandt, B.D. Thinius, C. Littlefield, P. Garnavich, A. Oksanen, and T. Granzer), *Astronomische Nachrichten* **336**, 115 (2015).
31. Шимежек, Вуннер (C. Schimeczek and G. Wunner), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **212**, 26 (2014).
32. Шкоди и др. (P. Szkody, A. Henden, O.J. Fraser, N.M. Silvestri, G.D. Schmidt, J.J. Bochanski, M.A. Wolfe, M. Agüeros, et al.), *Astron. J.* **129**, 2386 (2005).

ВЫСОКОТОЧНЫЕ АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ СРГ НА РТТ-150 ДЛЯ КОНТРОЛЯ КОРРЕКЦИИ ОРБИТЫ

© 2023 г. И. М. Хамитов^{1,2*}, И. Ф. Бикмаев^{1,2}

¹Казанский федеральный университет, Казань, Россия

²Академия наук Татарстана, Казань, Россия

Поступила в редакцию 13.03.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.; принята к публикации 28.03.2023 г.

Российско-Турецкий 1.5-м телескоп (далее РТТ-150) принимает активное участие в работе по наземной оптической поддержке наблюдений российской космической обсерватории Спектр—Рентген—Гамма (с участием Германии) с целью отождествления и классификации новых рентгеновских источников, обнаруживаемых телескопами СРГ. Инструментальные возможности РТТ-150 (изредка, без существенного использования телескопного времени и ущерба для астрофизических программ) используются в астрометрических наблюдениях для контроля коррекции орбиты самой космической обсерватории (КО) СРГ. В этих случаях РТТ-150 обеспечивает Баллистический центр Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН высокоточными астрометрическими измерениями положения обсерватории СРГ, которые используются в задачах по успешному удержанию ее на рабочей орбите в течение вот уже более трех лет ее эксплуатации. Начиная со стадии перелета в зону точки L_2 в июле 2019 г. и на основном этапе миссии обзора всего неба по март 2023 г., на наблюдательном комплексе РТТ-150 проведены 96 сетов (продолжительностью около 30 мин каждый) высокоточных позиционных наблюдений с более 5000 астрометрических и фотометрических измерений. Позиционная точность измерений, зависящая от качества изображения и видимого блеска СРГ, согласуется в большинстве случаев с точностью предоставляемых эфемерид в 0.10 и 0.15 угл. сек по склонению и по прямому восхождению соответственно. В летние месяцы в проекции на центральную область Галактики в экстремально богатых источниками полях точность астрометрии составляет 1 угл. сек, достаточную для обнаружения СРГ после проведения коррекций и последующих уточнений ее траектории. Географически РТТ-150 является самым южным инструментом из российских телескопов наземной астрофизической поддержки СРГ. Данное обстоятельство исключительно важно и при позиционных наблюдениях КО СРГ при самых низких положениях по склонению $DEC \sim -30^\circ$. В работе представлены результаты астрометрических и фотометрических наблюдений на РТТ-150, использованная методика обработки астрометрических данных в различных полях вплоть до экстремально богатых источниками.

Ключевые слова: оптические наблюдения, фотометрические и позиционные наблюдения космических обсерваторий, телескопы: РТТ-150, космические обсерватории: СРГ.

DOI: 10.31857/S0320010823030038, **EDN:** CRDZRD

1. ВВЕДЕНИЕ

Космическая обсерватория Спектр—Рентген—Гамма (СРГ) — это первая космическая миссия России, работающая в окрестности коллинеарной солнечно-земной точки либрации L_2 , которая расположена на расстоянии приблизительно 1.5 млн км от Земли в сторону, противоположную

от Солнца на линии Солнце—Земля. Кроме обсерватории СРГ в области L_2 в настоящее время активно работают еще две замечательные астрофизические обсерватории — оптическая КО GAIA¹ Европейского космического агентства и инфракрасная КО JWST² Национального управления по аэронавтике и исследованию космического про-

*Электронный адрес: irek_khamitov@hotmail.com

¹<https://sci.esa.int/web/gaia/home>

²<https://webb.nasa.gov>

странства (США). Орбита JWST, так называемая гало-орбита, во многом похожа на орбиту СРГ³. Длительность любой космической миссии при всех благоприятных условиях зависит от расхода рабочего тела, используемого для управления КО. В случае с СРГ имеются два постоянных источника таких расходов — это, во-первых, удержание аппарата на квазипериодической гало-орбите и, во-вторых, выполнение научной задачи по исследованию рентгеновских источников, т.е. управление ориентацией платформы с телескопами. Используемая в управлении обсерватории СРГ стратегия маневров в определенных ориентациях ракетных двигателей по отношению к положению на орбите позволяет минимизировать общий расход рабочего тела (Эйсмонт и др., 2020). Включение же в состав траекторных измерений, наряду с радиотехническим оборудованием и методами, высокоточных позиционных наблюдений на оптических телескопах позволило радикально повысить точность траекторных параметров и, следовательно, более точно предвычислять необходимую амплитуду дополнительных импульсов при вышеперечисленных маневрах. Российско-Турецкий телескоп РТТ-150 с диаметром зеркала 1.5-м эпизодически и не в ущерб основным астрофизическим программам по наземной поддержке в идентификации источников СРГ используется в позиционном мониторинге КО СРГ. В данной работе представлены результаты астрометрического и фотометрического мониторинга КО СРГ на протяжении 3.5 лет со второй половины июля 2019 г. и по март 2023 г., выполненные на РТТ-150. Также представлены использованные методы обработки данных в различных полях вплоть до экстремально богатых источниками.

ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

В соответствии с основными научными задачами РТТ-150, подавляющая часть наблюдательного времени в российской квоте, начиная с января 2020 г., используется для оптических отождествлений и классификации новых, ранее неизученных, рентгеновских источников, обнаруживаемых телескопами СРГ в ходе обзоров всего неба, среди них — тесные двойные системы, далекие квазары, массивные скопления галактик и др. (<https://www.roscosmos.ru/srg/>). Авторы статьи принимают активное участие в решении этих астрофизических задач совместно с коллегами ИКИ РАН и других астрономических учреждений РФ. Первые результаты этих исследований были опубликованы в работах Бикмаева и др. (2020–2022) и Хамитова и др. (2022а,б). При этом инструментальные возможности РТТ-150 (см. далее)

позволяют также выполнять высокоточные астрометрические наблюдения СРГ с целью контроля коррекции его орбиты и удержания обсерватории на расчетной орбите.

Астрометрические наблюдения СРГ, выполнявшиеся на Российско-Турецком 1.5-м оптическом телескопе РТТ-150 (рис. 1), проводились по запросам Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН (В.А. Воропаев). РТТ-150 включился в позиционный мониторинг КО СРГ уже на третий день после успешного запуска с космодрома Байконур 13 июля 2019 г. До конца марта 2023 г. проведено 96 сетов наблюдений с более 5000 астрометрических и фотометрических измерений (при этом продолжительность каждого сета наблюдений КО СРГ составляет 30–40 мин). На стадии перелета в первый месяц высокоточные позиционные наблюдения проводились практически каждую ночь, охватывая коррекцию К1⁴, вплоть до коррекции К2 и в течение еще нескольких ночей после. Таким образом, оптическими наблюдениями был проведен контроль движения КО СРГ на данном участке и подтверждено удачное выполнение коррекций траектории его орбиты. Замечательно, что после второй процедуры, ввиду великолепного соответствия заданной траектории, отпала необходимость в третьей коррекции, запланированной на 24 августа 2019 г. (рис. 2). Это привело к малым потерям рабочего тела на стадии перелета в зону L_2 (Эйсмонт и др., 2020). После перехода на квазипериодическую гало-орбиту вокруг L_2 (маневр перехода соответствует точке К3) позиционный мониторинг КО СРГ на РТТ-150 проводился с меньшей плотностью, 2–3 раза в месяц.

Наблюдения проводились преимущественно в лучших для регистрации условиях, т.е. вблизи меридиана, на зенитных расстояниях от 5° до 69°, но чаще всего в районе 45°. Качество изображений полученных кадров менялось от 1".2 до 2".7, с медианным значением за весь период наблюдений 1".9. Внутри наблюдательного сета получалась серия от 50 до 100 последовательных кадров с экспозицией по 20 с. Время экспозиции подбиралось так, чтобы видимое положение КО СРГ из-за собственного движения оставалось в пределах 1.5 угл. сек, т.е. в пределах медианного значения качества изображения и регистрировались точечные изображения, а с другой стороны, достигалось достаточное отношение сигнала к шуму для астрометрических

³<https://iki.cosmos.ru/news/observatoriya-spektr-rg-v-kosmicheskom-khorovode>

⁴Обозначения основных коррекций К1, К2 и К3 те же самые, что и на рис. 5 из (Сюняев и др., 2021). Точки К1 и К2 обозначают основные коррекции траектории орбиты. Точка К3 соответствует моменту маневра перехода на квазипериодическую орбиту вокруг L_2 .



Рис. 1. Российско-Турецкий телескоп РТТ-150 с основной подвесной аппаратурой ТФОСК — спектрометр и камера для изучения слабых объектов. Диаметр главного зеркала — 1.5-м.

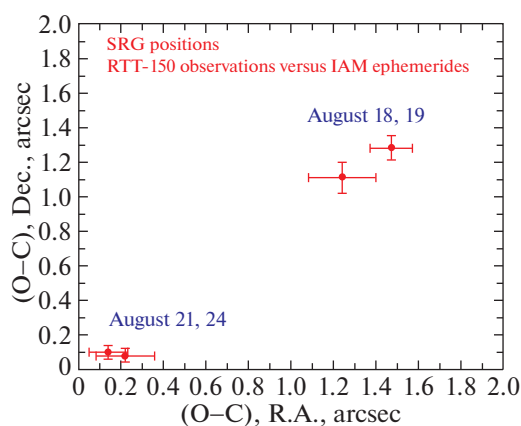


Рис. 2. Невязки между измеренными на РТТ-150 экваториальными координатами КО СРГ и эфемеридами Баллистического центра Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, измеренные накануне запланированной на 24 августа 2019 г., но отмененной третьей основной коррекции траектории орбиты (см. текст).

оценок. Таким образом, внутри наблюдательного сета изображение КО СРГ регистрировалось с S/N от 30 до 100, что способствовало при усреднении по ансамблю измерений достигать высокоточных измерений положения КО СРГ порядка 0.05–0.10 угл. сек. Фотометрические оценки блеска КО СРГ в каждом сете наблюдений получились с точностью лучше $0^m.1$.

Наблюдательный комплекс РТТ-150

РТТ-150 расположен в Национальной обсерватории ТЮБИТАК в 50 км к западу от города Анталья в горах Малого Тавра. Телескоп расположен на южной вершине горы Бакырлытепе и соответствует следующим географическим координатам: $30^{\circ}19'59.9''$ восточной долготы, $36^{\circ}49'31.0''$ северной широты и 2538.6 м над уровнем моря. РТТ-150

является самым южным из российских телескопов, участвующих в наземной астрофизической поддержке СРГ. Данное обстоятельство делает его одним из ключевых телескопов по позиционным наблюдениям КО СРГ при самых низких положениях по склонению $DEC \sim -30^\circ$. Особую важность приобретают наблюдения КО СРГ в первых двух декадах мая каждого года, когда обсерватория, в дополнение к низким значениям по склонению, попадает в наиболее короткие интервалы радиовидимости с российских наземных станций управления (Сюняев и др., 2021). Также в периоды с конца апреля и до начала июля измерения в области L_2 проводятся в проекции на область Млечного Пути в полях, экстремально богатых источниками. В этом случае большие требования предъявляются как к качеству оптики, так и атмосферным условиям. Наблюдательный комплекс РТТ-150 создавался для решения астрофизических задач, связанных с наземной поддержкой рентгеновских обсерваторий (Бикмаев, 2008). Одновременно комплекс развивался и для исследования тел Солнечной системы (Гумеров и др., 2013, 2015). Особое внимание уделялось развитию наблюдательного комплекса для изучения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), километрового размера (Хамитов и др., 2020). Примечательно, что данные АСЗ оказались близки по блеску и заметному собственному движению к аналогичным параметрам при наблюдениях КО СРГ. Данное обстоятельство сказалось на эффективном использовании наблюдательного комплекса РТТ-150 при позиционном мониторинге космической обсерватории.

Наблюдательный комплекс РТТ-150 включает в себя широкий набор возможностей для астрофизических наблюдений, таких как спектроскопия, быстрая фотометрия, поляриметрия. Для задачи позиционного мониторинга СРГ определяющими являются следующие параметры комплекса:

1. Фокус Кассегрена $F/7.7$, с эквивалентным фокусным расстоянием 11 611 мм, линейным полем зрения 90 мм и угловым полем зрения 26 мин 40 с (Бикмаев, 2008). Угловое поле зрения, используемое при прямых изображениях, ограничено физическими размерами ПЗС-приемника и составляет 11 на 11 угл. мин.

2. Экспериментально определенная точность астрометрических измерений положений астероидов, которые так же, как и СРГ, значительно меняют видимое положение до нескольких угловых секунд за одну временную минуту, соответствует значению порядка 0.1 угл. сек для объектов до 18^m . Блеск КО СРГ порядка этой величины.

3. Фотометрический предел до 24^m за одну часовую экспозицию в полосе R_c системы Бесселя.

Основным приемником излучения является ПЗС фирмы Андор — Andor iKon L936 BEX2-DD, установленный на РТТ-150 в мае 2019 г., т.е. за два месяца до запуска СРГ. Приемник излучения состоит из 2048×2048 пикселей. Линейный размер пикселя (13.5×13.5 мк) в используемой оптической схеме соответствует 0.326 угл. сек на пиксель. Важным параметром данной ПЗС является высокая чувствительность во всем оптическом диапазоне порядка 90%. Кроме того, важной особенностью матрицы является отсутствие интерференционной картины в красной области видимого спектра, так называемых фрингов. Вместе с высокой чувствительностью ПЗС это позволяет получать позиционные снимки таких слабых объектов, как СРГ, без фильтров, т.е. без установки в систему регистрации дополнительных оптических элементов, таким образом повышая принимаемый сигнал и, следовательно, сокращая время экспозиции.

Изображения записываются в широко используемом в астрономии FITS-формате (Вэлс и др., 1981; Пенс и др., 2010), бинарная запись изображения с информативным заголовком (набор ключевых слов).

Астрометрические оценки КО СРГ

Отождествление источников поля и астрометрическая привязка с записью мировых координат WCS в заголовки FITS-изображений (Грейзен, Калабретта, 2002) осуществляется с помощью собственного ПО, использующего библиотеку IDL/ASTROLIB⁵. В основе алгоритма идентификации источников в двух списках (исследуемом и каталожном) используется подобие треугольников: пропорциональность ребер при одной из вершин треугольника и равенство угла, образуемого этими сторонами. Кроме того, для исключения тождественности треугольников на разных масштабах используется заранее заданный размер пикселя при построении тангенциальной проекции небесных координат источников опорного каталога. Таким образом, для трех источников в исследуемом списке строится вектор с тремя элементами $V(a_1, a_2, a_3)$, где a_1 — R_{12} расстояние между 1 и 2 источниками в пикселях, a_2 — R_{13}/R_{12} отношение расстояний от первого источника до третьего и второго соответственно, а a_3 — $\alpha_{\angle 213}$ угол при вершине у первого источника. Для каждой тройки источников из опорного списка строятся вектора $C(b_1, b_2, b_3)$ с теми же самыми элементами. Минимум функции $F = \sum_{i=1}^3 (a_i/b_i - 1)^2$ определяет искомую тройку источников в опорном списке.

⁵<https://idlastro.gsfc.nasa.gov/>

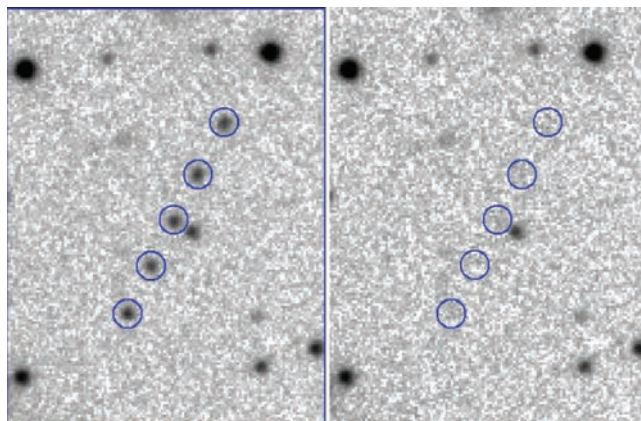


Рис. 3. Астрометрия в слабо и средне заполненных источниками полях проводилась без предварительной обработки фоновых источников. Левая панель — сумма из шести изображений, положение КО СРГ отмечено синими кружочками. Правая панель — медианное изображение из тех же шести изображений. Видно, что на положениях КО СРГ нет фоновых источников существенного блеска.

В качестве опорного каталога используется наиболее точный и полный каталог небесных источников с собственными движениями GAIA eDR3 (Браун и др., 2021). Точность наведения PTT-150 не хуже $30''$, поэтому для того, чтобы в опорном списке обязательно присутствовали источники исследуемого списка, из каталога GAIA берутся все источники до 19^m в полосе G либо 100 ярчайших источника, если их число в списке до 19^m больше этого значения, в участке, слегка превышающем размер поля изображения. В нашем случае внутри круга радиусом $6'$ с центром, соответствующим (RA, DEC) координатам наведения телескопа.

На основе отождествленных трех источников строится астрометрическое решение и записывается в формате WCS в заголовок изображения. Для того чтобы не произошло вырождение решения, когда три источника лежат на одной прямой или незначительно отклоняются от таковой, проводится предварительный отбор источников в исследуемом списке. Для этого все поле разбивается на четыре участка, и в каждой области отбирается самый яркий источник с распределением функции размытия точки (ФРТ), характерным для звезд (см. раздел “Фотометрические оценки блеска КО СРГ”), которая, в свою очередь, зависит от качества изображения и определяется в процессе поиска и фотометрии источников на кадре. Таким образом, выделяются четыре источника, определяющие четыре независимых треугольника. Мы внесли в исследуемый список четыре источника, так как один из них случайным образом может попасть в исследуемый список, но не присутствовать при этом в опорном списке, например, при регистрации объекта Солнечной системы. Для каждой тройки

источников из опорного списка по отношению к четырем тройкам из исследуемого списка строится функция F и находится искомое минимальное значение. Для ускорения процесса перебора троек, из опорного списка предварительно отбирались пары звезд, удовлетворяющих условию $|a_1 - b_1| \leq 3$ пиксел ($\sim 1''$).

На основе найденного по трем звездам астрометрического решения (утилита /ASTROLIB/stargast) все источники исследуемого списка со звездным ФРТ отождествляются в опорном списке. После этого строится более точное астрометрическое решение по большему числу источников в поле методом наименьших квадратов с исключением из решения выбросов (утилита /ASTROLIB/astrom). В данных утилитах для поиска связи между измеренными и идеальными координатами реализован алгоритм поиска шести коэффициентов уравнений Тэрнера. Ввиду малого размера поля ПЗС-приемника, а также высокого качества оптических свойств телескопа, влияние на астрометрическую редукцию членов второго порядка мало и не учитывалось.

Методика позиционных оценок КО СРГ зависит от заполненности поля источниками. Для слабо и средне заполненного случая, как на рис. 3, положение оценивается без предварительной обработки фона. В таких случаях в большом числе кадров данного сета внутри апертуры, по которой находится средневзвешенное по интенсивности положение КО СРГ, не имеется достаточно ярких паразитных источников, влияющих на результаты оценок. В полях с экстремальным заполнением фоновых источников их влиянием уже нельзя пренебречь. В данных случаях для повышения контраста между

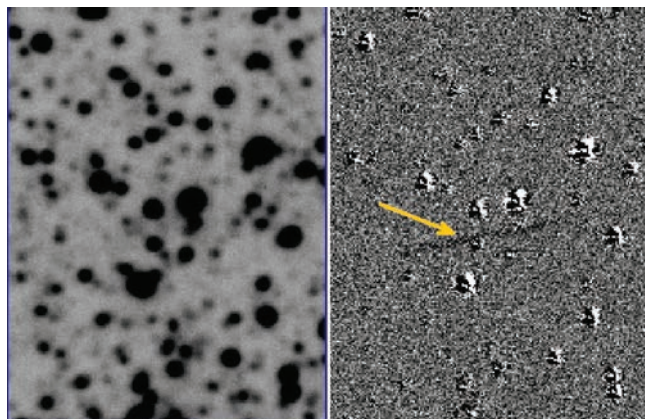


Рис. 4. Астрометрия в экстремально заполненных источниками полях. Для повышения контраста используется метод оптимального вычитания изображений (Алард, Лаптон, 1998; Миллер и др., 2008). Левая панель — суммарное изображение поля, экстремально богатое источниками. Правая панель — то же самое изображение, но с учетом вычета высокочастотной переменности фона методом оптимального вычитания изображений. Хорошо виден след от КО СРГ в виде темной полосы.

изображением КО СРГ и фоном используется метод оптимального вычитания изображений — ОВИ (Алард, Лаптон, 1998; Миллер и др., 2008). Метод ОВИ разработан для выявления переменных, либо быстро движущихся объектов в сложных по распределению интенсивности полях, когда высокочастотная переменность фона сопоставима с ФРТ изображения. Он состоит в том, что каждое изображение (I) можно представить, подогнать, как свертку между референтным изображением (R) и ядром (K): $I = R \otimes K$. Тогда в разности между изображением и его подгонкой остается только переменный сигнал либо по блеску, либо по положению. Ядро K есть линейная комбинация базисных функций: $K = \sum_{n=1}^N (c_n K_n)$, коэффициенты которой определяются по заведомо непременным участкам в I и R — обычно это изображения изолированных звезд с хорошим накоплением. В нашем случае при проекции КО СРГ на густонаселенные участки Млечного Пути (левая панель на рис. 4) подобрать совершенно изолированный источник для построения полноценного ядра K не представляется возможным. Однако, поскольку наблюдения внутри сета проводятся на одном и том же инструменте и в близких атмосферных условиях, то в первом приближении можно ограничиться только определением коэффициента при первом члене в линейной комбинации ядра и пренебречь всеми остальными членами. Референтное изображение внутри сета строилось медианной комбинацией пяти лучших по качеству изображений кадров. В итоге на R -изображении отсутствовало изображение КО СРГ. Коэффициент c_1 находился по более-менее изолированному изображению звезды с сильным накоплением как отношение суммарного

потока в $5''$ апертуре, I , к R -изображению. На правой панели рис. 4 показан результат учета сильно переменного фона методом ОВИ. Для удобства здесь мы показываем суммарный снимок. Хорошо виден след от КО СРГ в виде темной полосы, а также остаточный сигнал на положениях ярких звезд, обусловленный недоучетом больших членов K -ядра.

После привязки кадров к астрономическим координатам и при необходимости учета переменного фона, положение КО СРГ в сете определялось по следующему алгоритму. Визуальным контролем на первом и последнем кадрах с точностью до пикселя отмечается положение КО СРГ и составляется координатный список. Для составления списка и визуального контроля использовалась программа SAOImage DS9⁶. Далее положения на этих кадрах уточняются программно нахождением центра тяжести внутри $3''$ апертуры, после чего строится линейная зависимость координат от времени. Поскольку за небольшое время наблюдений в данном сете изменение положения КО СРГ можно принять линейным, то на кадрах внутри сета его примерное положение определяется линейной интерполяцией по времени регистрации кадра, которое также уточняется программно по центру тяжести. Окончательно по эфемеридам строятся невязки ($O - C$) по обеим координатам и исключаются выбросы, которые влияют на определение центра тяжести из-за попадания в $3''$ апертуру слабых источников, либо крыльев ярких источников.

На рис. 5 показан пример контроля невязок орбиты после выполненной коррекции КО СРГ

⁶<https://sites.google.com/cfa.harvard.edu/saoimages9>

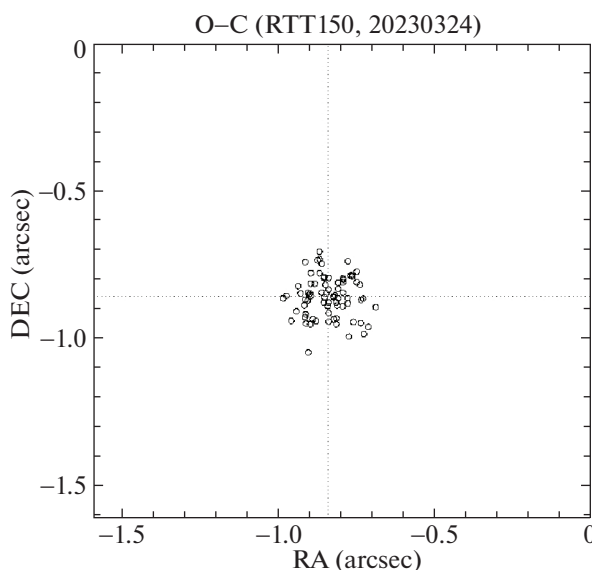


Рис. 5. Контроль невязок орбиты КО СРГ по наблюдениям на РТТ-150. Пример контроля орбиты после проведенной коррекции — случай проекции КО СРГ на слабо или умеренно заполненных источниками полях. Наблюдения проводились 24 марта 2023 г. Позиционная точность измерений позволяет регистрировать отклонения от эфемерид (величины ($O - C$)) с амплитудами заметно менее одной угловой секунды по обеим координатам.

в начале марта 2023 г. Приведен случай проекции КО СРГ на слабо или умеренно заполненные источниками поля. Наблюдения проводились 24 марта 2023 г. Позиционная точность измерений составила $0.07''$ по обеим координатам.

На рис. 6 показан пример контроля орбиты в период одной из выполненных по сценарию “больших” коррекций КО СРГ в конце мая 2021 г. (Михайлов и др., 2022) — случай проекции КО СРГ на экстремально богатые источниками поля. Наблюдения 23 апреля 2021 г. проводились перед коррекцией (верхняя левая панель), после коррекции 24 мая 2021 г. (верхняя правая панель) и после уточнения орбиты 25 мая 2021 г. (нижняя левая панель). Позиционная точность составила порядка $0.5''$ во всех сетках наблюдений данного контроля. Помимо сложного фона в этих полях, наблюдения проводились на крайне низких склонениях -30° , -24° и -23° соответственно. Это обстоятельство заметно влияет на качество изображения из-за наблюдений на малых высотах и, следовательно, на контрастность регистрируемого сигнала (КО СРГ) по сравнению с шумом (высокочастотный переменный фон, образованный звездами на малых галактических широтах). На нижней правой панели показано поле с высокочастотным переменным фоном размером $11' \times 11'$, полученное на РТТ-150 24 мая 2021 г. Красным квадратом отмечено место, где после повышения контраста за счет оптимального вычитания изображений был найден КО СРГ в $\sim 100''$ южнее заданных эфемерид.

Фотометрические оценки блеска КО СРГ

Фотометрические оценки блеска КО СРГ не являются основной задачей при позиционном мониторинге и были получены опосредованно, так сказать, *by product*. Однако фотометрические исследования распределения ФРТ источников использовались для процедуры астрономической привязки поля в регистрируемом кадре. Для определения ФРТ звезд нами были использованы кривые роста апертур — AGC (Стетсон, 1990). Для построения кривой роста источника используется набор апертур с равномерным шагом до определенного радиуса, по которым оцениваются потоки в звездных величинах (утилита /ASTROLIB/aper). Далее по каждому радиусу, начиная со второго, находится разница потока на данном радиусе от потока, подсчитанного на предыдущем радиусе. Наименьшая апертура выбирается не менее 2 пиксел (в нашем случае $0.68''$). Экспериментально мы получили, что для качества изображений, получаемых на РТТ-150, достаточно использовать $4''$ апертуру в качестве максимальной. На рис. 7 показан пример отличия кривой роста апертуры для звезды (линия черного цвета), от аналогичной кривой протяженного источника (линия зеленого цвета). Кривые роста апертур зависят от качества изображения и вычисляются индивидуально для каждого кадра.

Позиционные наблюдения КО СРГ проводились без фильтра в различных атмосферных условиях и в широком диапазоне зенитных расстояний.

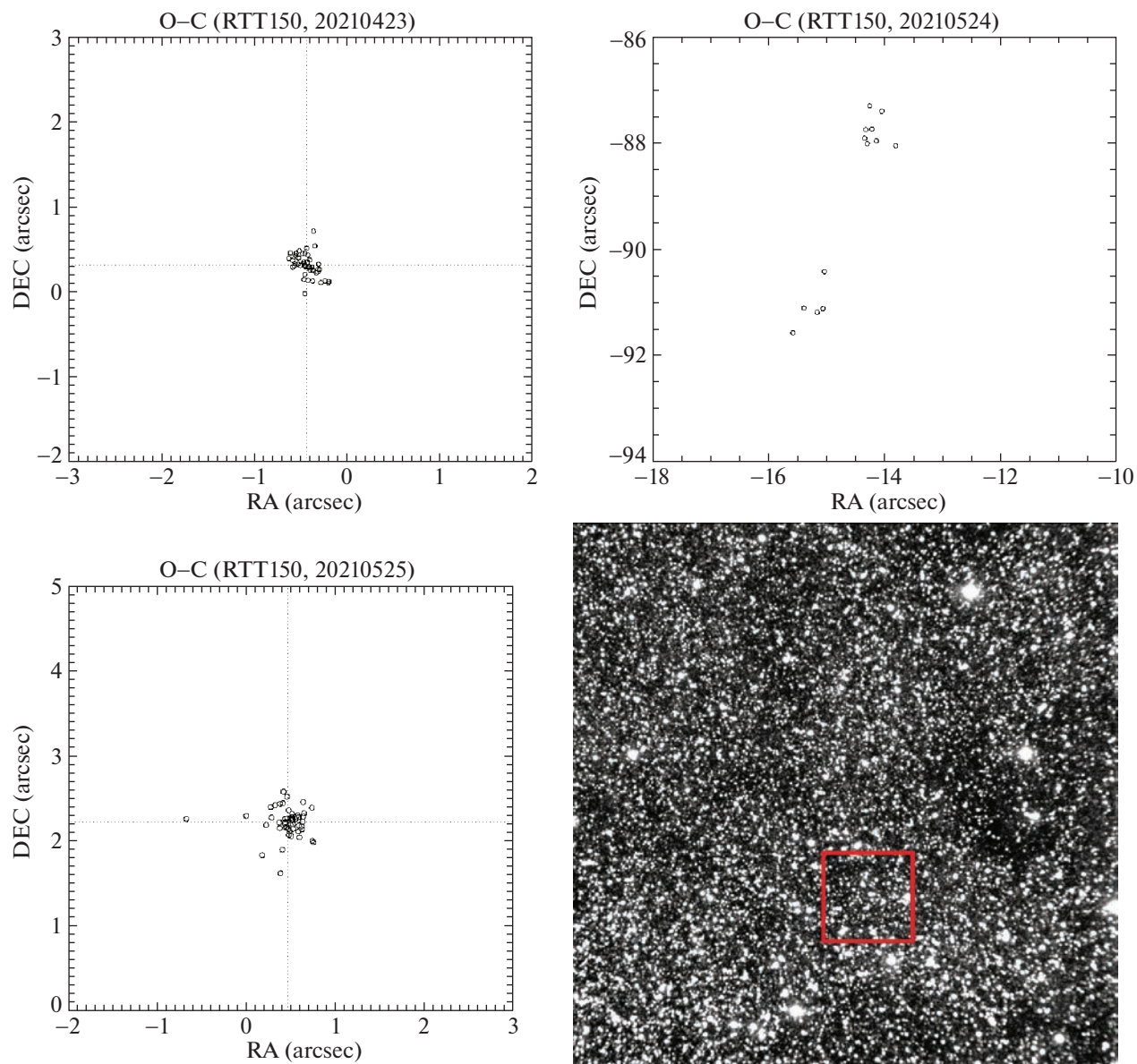


Рис. 6. Уточнение орбиты КО СРГ по наблюдениям на РТТ-150. Пример контроля орбиты в период “больших” коррекций КО СРГ в конце мая 2021 г. (Михайлов и др., 2022) — случай проекции КО СРГ на экстремально богатые источниками поля. Наблюдения проводились перед коррекцией 23 апреля 2021 г, после коррекции 24 мая 2021 г. и после уточнения орбиты 25 мая 2021 г. Нижняя правая панель — экстремально богатое источниками поле размером $11' \times 11'$ (полный размер поля ПЗС-приемника), полученное на РТТ-150 24 мая 2021 г. Красным квадратом отмечено место, где был найден КО СРГ в $\sim 100''$ южнее эфемерид.

Не задаваясь высокой фотометрической точностью, инструментальные величины можно привести к фотометрической системе G (Gaia eDR3), ограничиваясь линейной зависимостью от цвета $BP - RP$ (Gaia) в виде $G = m_{\text{instr}} + c_0 + c_1(BP - RP)$. Инструментальные оценки блеска КО СРГ m_{instr} оценивались в $3''$ апертуре. Коэффициенты линейной зависимости (c_0, c_1) определялись для каждого кадра индивидуально по звездам GAIA, идентифи-

цированным в поле и удовлетворяющим условиям: пятикратного превышения сигнала по отношению к шуму в собственных движениях либо по прямому восхождению, либо по склонению ($S/N > 5$) и ограниченными по цвету $(BP - RP) < 2$. Для оценки блеска КО СРГ в системе G использовался солнечный показатель цвета $(BP - RP) = 0.82$, определенный в работе Касагранде и Вандер-Берг (2018).

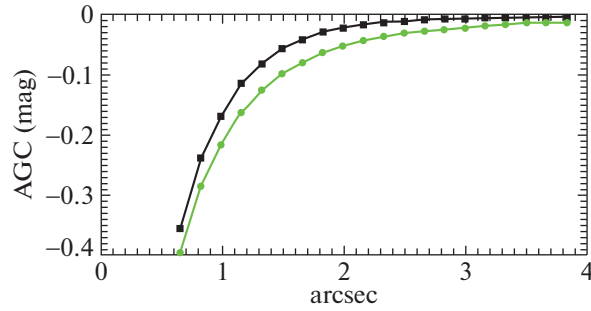


Рис. 7. Отличие кривой роста апертур в случае ФРТ для звезды (кривая черного цвета), от протяженного источника (кривая зеленого цвета). По оси абсцисс отложены размеры апертюры, по которым оценивались звездные величины источника в угл. сек, а по оси ординат значения кривой роста апертюры (AGC), определяемые как разность звездных величин в последовательных апертюрах — $m_i - m_{i-1}$.

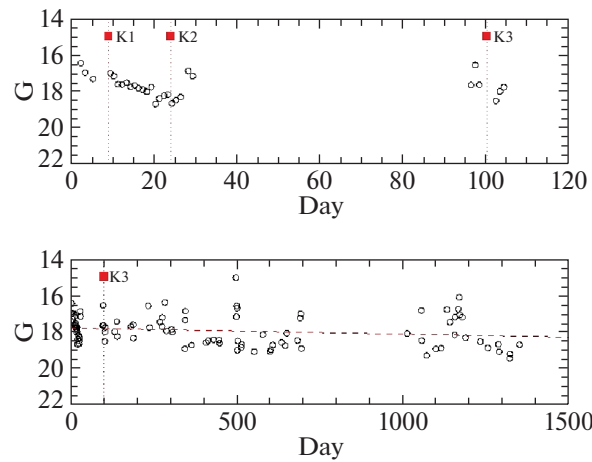


Рис. 8. Кривая блеска КО СРГ, полученная по наблюдениям на РТТ-150 без фильтра. Фотометрические оценки приведены к полосе G (Gaia). Верхняя панель соответствует стадии перелета в область точки L_2 . На нижней собраны все данные по март 2023 г.

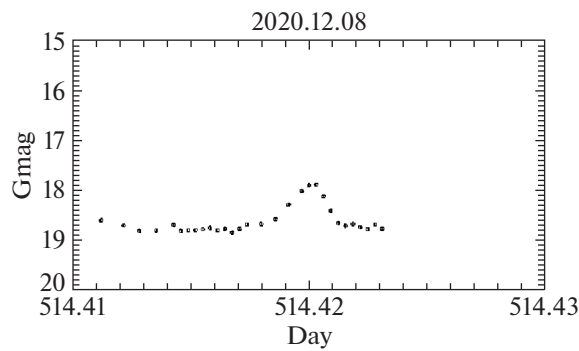


Рис. 9. Кривая блеска КО СРГ, полученная по наблюдениям 8 декабря 2020 г. на РТТ-150 без фильтра. Наблюдается короткое в течение 5 мин поярчание блеска на одну величину. По оси X показано число дней с момента запуска СРГ 13 июля 2019 г.

На рис. 8 показана кривая блеска КО СРГ, полученная за время мониторинга на РТТ-150 по март 2023 г. Верхняя панель соответствует 100-дневному периоду перелета в точку L_2 . Точки К1, К2 и К3, как отмечалось ранее, те же, что и в работе Сюняева и др. (2021). До точки К2 наблюдается монотонное падение блеска, обусловленное удалением аппарата от Земли. Однако после перехода на квазипериодическую орбиту вокруг L_2 , наряду с долгопериодической составляющей из-за движения по орбите, наблюдаются значительные вариации блеска до четырех величин. Понятно, что такое поведение связано с условиями видимости конструкций обсерватории и отражательной способностью отдельных частей, вызывающих подобные блики. Кроме того, ось вращения КО СРГ может составлять угол до 24° с направлением на Землю (Эйсмонт и др., 2020), что вместе с 4-часовым вращением платформы может вызвать короткие, но значительные скачки в блеске. Так, в кривой блеска за 8 декабря 2020 г. было обнаружено увеличение блеска на 1 величину в течение 5 мин (рис. 9). Визуальная инспекция данных кадров не показала наличие источников, сравнимых по блеску с СРГ, в $3''$ апертуре положений изображения обсерватории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения траектории КО СРГ с высокой точностью позволяет проводить необходимые маневры с минимальным использованием рабочего тела. Мониторинговые высокоточные позиционные измерения космической обсерватории на оптических телескопах совместно с радиометрическими методами, передающим и принимающим радиооборудованием позволили успешно решать траекторные задачи на протяжении 3.5 лет с момента запуска КО СРГ. РТТ-150, с 1.5-м диаметром зеркала, является одним из российских телескопов, используемых в наземной астрофизической поддержке СРГ. В силу своего географического положения при наблюдениях на самых низких склонениях до $\sim -30^\circ$ в весенне-летний период. Кроме того, этот неблагоприятный период наблюдений с территории России попадает на моменты проекции изображения КО СРГ на экстремально заполненные источниками поля в плоскости Млечного Пути. Особенно важны наблюдения в апреля-мае каждого года в периоды наименьшей радиовидимости с одной из станций сопровождения — Медвежьих Озер. Точность астрометрии, обеспечиваемой наблюдательным комплексом РТТ-150, достигает $0''.05 - 0''.10$, что на среднем расстоянии (1.5 млн км от Земли до точки либрации системы Солнце—Земля) области выполнения научной миссии КО СРГ составляет

около 600–800 м. Начиная со стадии перелета в зону точки L_2 в июле 2019 г. и на основном этапе миссии по обзору всего неба по март 2023 г. на наблюдательном комплексе РТТ-150 проведены 96 сетов высокоточных позиционных наблюдений с более 5000 как астрометрических, так и фотометрических измерений.

Авторы благодарны В.А. Воропаеву за предоставленные эфемериды КО СРГ, предвычисленные для наблюдений на РТТ-150, а также Э.Н. Иртуганову за основной вклад в проведении позиционных наблюдений на РТТ-150.

Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Работа выполнена за счет субсидии Минобрнауки РФ № FZSM-2023-0015, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности, главным образом, для реализации научных задач по астрофизическому отождествлению и классификации рентгеновских источников СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алард, Лаптон (C. Alard and R.H. Lupton), *Astrophys. J.* **503**, 325 (1998).
2. Бикмаев И.Ф., Иртуганов Э.Н., Николаева Е.А., Сахибуллин Н.А., Гумеров Р.И., Склянов А.С., Глушков М.В., Борисов В.Д. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 689 (2020) [I.F. Bikmaev et al., *Astron. Lett.* **46**, 645 (2020)].
3. Бикмаев И.Ф., Иртуганов Э.Н., Николаева Е.А., Сахибуллин Н.А., Гумеров Р.И., Склянов А.С., Глушков М.В., Хамитов И.М. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 311 (2021) [I.F. Bikmaev et al., *Astron. Lett.* **47**, 277 (2021)].
4. Бикмаев И.Ф., Колбин А.И., Шиманский В.В., Хамитов И.М., Иртуганов Э.Н., Николаева Е.А., Сахибуллин Н.А., Гумеров Р.И. и др., Письма в Астрон. журн. **48**, 645 (2022) [I.F. Bikmaev et al., *Astron. Lett.* **48**, 530 (2022)].
5. Бикмаев И.Ф., Дисс. доктор физ.-матем. наук, Казань, с. 1–270 (2008).

6. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A1 (2021).
7. Вэлс и др. (D.C. Wells, E.W. Greisen, and R.H. Harten), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **44**, 363 (1981).
8. Грейзен, Калабретта (E.W. Greisen and M.R. Calabretta), *Astron. Astrophys.* **395**, 1061 (2002).
9. Гумеров Р.И., Хамитов И.М., Пинигин Г.И., Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. наук **155**, 164 (2013).
10. Гумеров и др. (R.I. Gumerov, I.M. Khamitov, L.A. Hudkova, N.V. Maigurova, G.I. Pinigin, O.M. Kochetova, et al.), *Kinemat. Phys. Celest. Bodies* **31**, 286 (2015).
11. Касагранде, ВандерБерг (L. Casagrande and D.A. VandenBerg), *MNRAS* **479**, L102 (2018).
12. Миллер и др. (J.P. Miller, C.R. Pennyacker, and G.L. White), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **120**, 449 (2008).
13. Михайлов Е.А., Аксенов С.А., Заславский Г.С., Мжельский П.В., Погодин А.В., Письма в Астрон. журн. **48**, 61 (2022) [E.A. Mikhailov et al., *Astron. Lett.* **48**, 55 (2022)].
14. Пенс и др. (W.D. Pence, L. Chiappetti, C.G. Page, R.A. Shaw, and E. Stobie), *Astron. Astrophys.* **524**, id.A42 (2010).
15. Стетсон (P.B. Stetson), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **102**, 932 (1990).
16. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132, 29 (2021).
17. Хамитов и др. (I.M. Khamitov, R.I. Gumerov, I.F. Bikmaev, S.S. Melnikov, E.N. Irtuganov, G. Okuyan, et al.), *INASAN Sci. Rep.* **5**, 61 (2020).
18. Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Медведев П.С., Горбачев М.А., Иртуганов Э.Н., Письма в Астрон. журн. **48**, 828 (2022a) [I.M. Khamitov et al., *Astron. Lett.* **48**, 724 (2022a)].
19. Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Лыскова Н.С., Круглов А.А., Буренин Р.А., Гильфанов М.Р., Гроховская А.А., Додонов С.Н. и др., Письма в Астрон. журн. **48**, 3 (2022b) [I.M. Khamitov et al., *Astron. Lett.* **48**, 1 (2022b)].
20. Эйсмонт Н.А., Коваленко И.Д., Назаров В.Н., Назиров Р.Р., Коротков Ф.В., Погодин А.В. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 292 (2020) [N.A. Eismont, I.D. Kovalenko, V.N. Nazarov, R.R. Nazirov, F.V. Korotkov, A.V. Pogodin, et al., *Astron. Lett.* **46**, 263 (2020)].

**ПАМЯТИ
ВЛАДИМИРА СЕРГЕЕВИЧА
ИМШЕННИКА
27.09.1928–07.02.2023**

EDN: CTZZPC



7 февраля 2023 г. после тяжелой болезни ушел из жизни выдающийся ученый, физик-теоретик, профессор, д.ф.-м.н., член-корреспондент Российской академии наук Владимир Сергеевич Имшенник — крупнейший специалист в области физики взрывов и ударных волн, радиационной гидродинамики и физики высокотемпературной плазмы, астрофизики, инерциального термоядерного синтеза и теории пинч-эффекта. В астрофизике им заложены основы новых направлений исследований: радиационно-гидродинамического моделирования взрывов звезд и метода нейтринной теплопроводности для расчетов переноса нейтрино в

сверхплотном веществе их недр, предложен новый (ротационный) механизм взрыва сверхновых. На протяжении многих лет Владимир Сергеевич был активным членом редколлегии и неизменным автором нашего журнала.

Родился Владимир Сергеевич в г. Дебальцево Донецкой области 27 сентября 1928 г. Позже его семья переехала на Урал, а в 1932 г. — в Москву. В конце войны он был призван в армию, но в боевых действиях не участвовал, не успел. В 1946 г. с золотой медалью окончил школу (№ 150 Ленинградского района) и поступил на Физфак МГУ, где учился вместе с С.С. Герштейном, Б.Б. Кадомцевым, А.А. Логуновым, С.И. Сыроватским, В.Д. Шафрановым. После окончания университета в 1951 г. участвовал в работах по созданию термоядерного оружия сначала в Обнинске под руководством Д.И. Блохинцева, затем с 1955 г. — в Снежинске. Здесь ему посчастливилось взаимодействовать с такими выдающимися учеными, как Я.Б. Зельдович, А.Д. Сахаров, Д.А. Франк-Каменецкий, здесь Владимир Сергеевич приобрел опыт серьезной работы в области теоретической физики, сформировался как самостоятельный исследователь с широким кругом интересов и неистощимым энтузиазмом. Проблемы термоядерных реакций и взрывов, над которыми он трудился, остались в центре его внимания на всю жизнь. Но в дальнейшем они были связаны уже не с оружием, а с исследованиями в области управляемого термоядерного синтеза и астрофизики.

С 1961 г. и на протяжении почти 18 лет Владимир Сергеевич работал в Институте прикладной математики АН СССР (ИПМ), которым руководил тогда М.В. Келдыш. Здесь он занимался изучением структуры столкновительных ударных волн, теорией переноса излучения в движущихся средах, магнито-гидродинамической кумуляцией плазмы и моделированием динамики плазмы в Z-пинчах. В частности, в 1969–1975 гг. в сотрудничестве с математиками ИПМ РАН им. М.В. Келдыша им была

построена одна из первых двумерных магнитогидродинамических моделей течения плазмы в установке “Плазменный фокус” Института атомной энергии им. И.В. Курчатова с теоретической интерпретацией ее физических параметров. Результаты по магнитной гидродинамике космической плазмы нашли успешное применение и в теории солнечных вспышек. Вместе с Ю.И. Морозовым выписана система релятивистски-ковариантных уравнений радиационной газодинамики, описывающих взаимодействие излучения с движущимся веществом при поглощении и рассеянии фотонов. В целом работы этого периода заложили основы вычислительной физики плазмы — направления крайне актуального в наши дни.

Одновременно были развернуты работы по исследованию взрывов сверхновых звезд и моделированию их кривых блеска, а также по исследованию процессов переноса нейтрино в звездах. Уже в 1964 г. Владимир Сергеевич, вместе с его ближайшим соратником и другом Д.К. Надёжиным, впервые провели численные расчеты взрыва и свечения сверхновой типа II. Был открыт и описан особый режим свечения сверхновой, сопровождающийся формированием волны охлаждения и рекомбинации. Что-то подобное происходит при остывании огненного шара, образующегося при ядерном взрыве в атмосфере Земли. Предложенный механизм объяснял, почему сверхновые светят так долго (десяtkи дней, при почти постоянном блеске) и ярко (как миллиарды обычных звезд). Эти предсказания были блестяще подтверждены четверть века спустя в ходе наблюдения Сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке — ближайшей к нам сверхновой с коллапсировавшим ядром, вспыхнувшей за последние триста восемьдесят лет. Были обнаружены и волна охлаждения и рекомбинации водорода в разлетающейся оболочке сверхновой, и, впервые, вспышка нейтринного излучения. В ходе расчетов найдено естественное объяснение (компактностью взорвавшейся звезды) относительной слабости этой сверхновой, по сравнению с другими сверхновыми данного типа. Одновременно с изучением динамики взрыва коллапсировавших сверхновых Владимиром Сергеевичем был найден и тщательно исследован начальный режим дозвукового термоядерного горения белого карлика при взрыве сверхновой типа Ia. Было показано, что термоядерный взрыв может при определенных условиях протекать в пульсационно-дефлаграционном режиме с переходом в детонационный режим (запаздывающая детонация), и что это — наиболее подходящий с точки зрения наблюдений сценарий развития взрыва таких сверхновых. Этот фундаментальный результат позволил правильно описать термоядерный синтез элементов в сверхновых типа Ia. Так появилась современ-

ная гидродинамическая теория взрыва и разлета оболочек сверхновых.

В 1979 г. Владимир Сергеевич создал в Институте теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова (ИТЭФ) Лабораторию инерциального термоядерного синтеза (позднее переименованную в Лабораторию физики плазмы и астрофизики). Здесь под его руководством были проведены масштабные исследования процессов тяжелоионного термоядерного синтеза, предложены и разработаны перспективные гибридные мишени, вместе с сотрудниками ИПМ проведены расчеты поглощения излучения лазера плазмой сверхкритической плотности, рассмотрены перспективы ультразвукового термоядерного синтеза. Продолжались работы по изучению структуры ударных волн в плазме, по моделированию физических процессов в плотной неидеальной плазме (в термоядерной мишени), работы по теории пинч-эффекта и плазменного фокуса. И, конечно, не прекращались астрофизические исследования по теории коллапса и взрыва сверхновых, динамике разлета их оболочек. К этому времени Владимир Сергеевич стал общепризнанным лидером бурно развивающейся науки о сверхновых, а вокруг него сформировался сильнейший коллектив энтузиастов и молодых исследователей. Вместе с Д.К. Надёжиным он создает теорию нейтринной теплопроводности — эффективный метод моделирования переноса нейтрино в горячем сверхплотном веществе ядра звезды. С ее помощью были впервые рассчитаны характеристики вспышки нейтринного излучения, сопровождавшей взрыв Сверхновой 1987А. Изучение свойств этой сверхновой и ее нейтринного излучения (две наблюдавшиеся, разнесенные по времени на несколько часов вспышки) побудили Владимира Сергеевича создать новый (ротационный) механизм взрыва сверхновых, предсказывающий образование в результате коллапса ядра быстровращающейся массивной звезды тесной двойной системы из пары нейтронных звезд, эволюция которой, связанная с испусканием гравитационных волн, заканчивается потерей устойчивости и взрывом менее массивной звезды. Механизм не только позволяет объяснить выброс большой кинетической энергии, необходимой для начала разлета оболочки сверхновой, и появление двух последовательных вспышек нейтринного излучения, но также наблюдающиеся большие (до 1000 км/с) пространственные скорости нейтронных звезд, образующихся при взрывах.

В 2013 г. Владимир Сергеевич вернулся в ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, где работал до последних дней, участвуя в исследованиях по 3D-моделированию взаимодействия мощного лазерного излучения с плазмой сверхкритической плотности.

Результаты исследований Владимира Сергеевича опубликованы во множестве (более 200) научных работ, ряде блестящих научных обзоров, двух монографиях: “Радиационная релятивистская газодинамика высокотемпературных явлений” (Атомиздат, 1981, в соавторстве с Ю.И. Морозовым) и “Динамика столкновительной плазмы” (Энергоатомиздат, 1997, в соавторстве с Н.А. Бобровой). В 1982 г. в составе авторского коллектива Владимир Сергеевич был удостоен Государственной премии за цикл работ “Динамика токовых слоев и солнечная активность”. Он награжден орденом Знак почета (1975), Золотой медалью им. А.Д. Сахарова РАН (2001), медалью В.Я. Струве Главной (Пулковской) обсерватории РАН. В 2003 г. он был избран членом-корреспондентом Российской академии наук.

С 1982 г. В.С. Имшенник преподавал сначала на кафедре “Ядерные и термоядерные проблемы физики” Московского физико-технического института (МФТИ), а с 1996 г. — на кафедре “Теоретической астрофизики и проблем термоядерной физики” МФТИ, которую он создал и которой много лет руководил. Он всегда был окружен молодежью, многочисленными учениками и друзьями. Помимо явного педагогического дара, врожденного

таланта и вдохновения удивительного собеседника и рассказчика, здесь несомненно сказывалась притягательность его чисто человеческих качеств — неистощимой доброжелательности, порядочности, скромности, истинной интеллигентности. Он любил дарить ученикам и друзьям отписки своих работ, всегда с пожеланиями успехов и достижений. Около двух десятков учеников Владимира Сергеевича уже стали докторами и кандидатами наук.

В 1980 г. он вошел в состав редколлегии “Писем в Астрономический журнал”, где на протяжении многих лет отвечал за обширный круг вопросов (оставаясь при этом одним из самых плодотворных авторов). Его рецензии статей всегда отличались четкостью и строгостью, но при этом доброжелательностью и уважением к авторам, а участие в заседаниях редколлегии — житейской мудростью и мягким юмором, особенно ценным в наши дни.

Мы всегда дорожили общением с Владимиром Сергеевичем, восхищались его преданностью науке, тщательностью в научных исследованиях, непредвзятостью и беспристрастностью в оценке их результатов. Он обладал редким сочетанием мудрости, с искорками юмора, отзывчивости и тактичности. Таким мы его видим и таким он навсегда останется в наших сердцах.