

Том 50, Номер 1

ISSN 0320-0108

Январь 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 1, 2024

От редколлегии	3
GRB231115A – гигантская вспышка магнитара в галактике M82 <i>П. Ю. Минаев, А. С. Позаненко, С. А. Гребенев, И. В. Человеков, Н. С. Панков, А. А. Хабибуллин, Р. Я. Инасаридзе, А. О. Новичонок</i>	7
Глубокий жесткий рентгеновский обзор поля M81 по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ <i>Р. А. Кривonos, И. А. Мереминский, С. Ю. Сазонов</i>	25
SRGZ: классификация точечных рентгеновских источников ePOZITA в области 1% DESI и калибровка фотометрических красных смещений <i>А. В. Мещеряков, Г. А. Хорунжеев, С. А. Воскресенская, П. С. Медведев, М. Р. Гильфанов, Р. А. Сюняев</i>	34
Оценка точности параметров звездных атмосфер и межзвездного поглощения из высокоточных данных широкополосной фотометрии <i>Ю. В. Пахомов</i>	51
Исследование углеродной звезды Т Дракона <i>А. М. Татарников, С. Г. Желтоухов, В. И. Шенаврин, И. В. Сергеевкова, А. А. Вахонин</i>	69
О вспышечной активности мазера H ₂ O в DR21OH <i>А. В. Лапинов, А. М. Толмачев, А. К. Киселев, Н. И. Лапин, С. А. Лапинова, И. А. Старцева, А. С. Логинова</i>	78
Пути синтеза метилформиата на различных этапах звездообразования <i>О. В. Кочина, Д. З. Вибе</i>	86
Звездный ветер и эффективность плазменного радиоизлучения экзопланет <i>В. В. Зайцев, В. Е. Шапошников, М. Л. Ходаченко, М. С. Руменских</i>	96
Радиолокационные изображения предполагаемых мест посадки космического аппарата на Луну <i>Ю. С. Бондаренко, Д. А. Маршалов, Б. М. Зиньковский, А. Г. Михайлов</i>	106
Памяти Алексея Александровича Старобинского (19.04.1948–21.12.2023)	113

ОТ РЕДКОЛЛЕГИИ

Этот номер открывает юбилейный 50 том “Писем в Астрономический журнал”. Первые статьи журнала увидели свет в январе 1975 г. Во вступительной статье утверждалось, что журнал будет ежемесячно “печатать краткие статьи по всем актуальным вопросам современной астрономии, излагающие еще нигде не опубликованные результаты, которые по научным соображениям нуждаются в быстрой публикации. Будут публиковаться статьи, как основанные на экспериментах и наблюдениях, так и теоретического характера. Тематика журнала будет охватывать астрофизику, небесную механику и астрометрию ...”. Задачей “Писем в АЖ” объявлялась “публикация новых результатов, относящихся к передовому фронту астрономической науки. Такие результаты должны как можно скорее — на основе первой же публикации — становиться достоянием максимально широкого круга астрономов и ученых смежных специальностей”. Слово “Письма” в названии журнала как раз и означало то, что он ставит своей целью быструю публикацию статей. При этом журнал всегда был независим от “Астрономического журнала”, имел свою собственную тематику, редколлегию, свой круг авторов и читателей.

Журнал был создан по инициативе В.Л. Гинзбурга, Я.Б. Зельдовича, А.Г. Масевич, Р.З. Сагдеева и И.С. Шкловского. Он должен был стать рупором новых, бурно развивающихся в семидесятые годы областей астрономии — таких, как космология, релятивистская астрофизика, астрофизика высоких энергий, радио- и нейтринная астрономия, исследования Солнца и солнечной системы с космических аппаратов. В это время в стране вводились в строй крупнейшие в мире оптический и радиотелескопы (6-метровый БТА и РАТАН-600), большие полноповоротные антенны центров дальней космической связи (70-метровые в Евпатории и Уссурийске, 64-метровые в Медвежьих озерах и Калязине), планировались новые миссии к Венере, Марсу, астрофизические эксперименты на орбитальных космических станциях. Кажется естественным, что одним из соучредителей журнала стал Институт космических исследований АН СССР, ответственный за эти эксперименты.

Жизнь показала, что создание такого журнала оказалось своевременным и полностью оправданным, — в “Письмах в АЖ” были опубликованы первые работы по инфляции Вселенной, возможности ее квантового рождения, образованию ее крупномасштабной структуры (теория “блинов”),

предсказаниям угловых флуктуаций реликтового излучения, по разным аспектам теории аккреции на черные дыры и нейтронные звезды, по комптонизации и формированию спектров излучения рентгеновских источников. В статьях журнала было впервые высказано предположение о том, что в центре Галактики находится сверхмассивная черная дыра, была разработана теория приливного разрушения звезды массивной черной дырой и рассчитано ее излучение, впервые определена светимость пограничного слоя при дисковой аккреции на нейтронную звезду со слабым магнитным полем и исследовано растекание аккрецирующего вещества по ее поверхности, наконец, была предсказана возможность взрыва нейтронной звезды в тесной двойной системе.

В журнале опубликованы основополагающие работы по теории взрыва сверхновых, моделированию их кривых блеска, рассчитаны искажения космического микроволнового, радио- и рентгеновского фона в горячей газе скоплений галактик и исследованы ударные фронты, образующиеся в сталкивающихся скоплениях, впервые рассмотрена возможность космологической эволюции важнейших физических констант и получены ограничения подобных космологических изменений постоянной тонкой структуры.

В “Письмах в АЖ” публиковались результаты всех отечественных космических экспериментов в области рентгеновской и гамма-астрономии, в других областях внеатмосферной астрономии.

Прежде всего это результаты наблюдений космических гамма-всплесков в экспериментах “Конус”, “Снег”, “Геликон” на межпланетных станциях “Венера-11-12-13-14”, спутниках “Прогноз-9”, Коронас-Ф, Konus-Wind. К этим исследованиям было приковано внимание астрофизиков всего мира. Регистрация гигантского всплеска 5-го марта 1979 г. (от SGR0520-66), а затем обнаружение целой популяции подобных источников повторных мягких гамма-всплесков (SGR1900+14, SGR1806-20 и других) привело к открытию магнитаров — нейтронных звезд, излучающих за счет их экстремального магнитного поля. В текущем номере журнала опубликованы результаты наблюдений приборами обсерватории INTEGRAL и монитором GBM спутника *Fermi* гигантской вспышки уже внегалактического магнитара GRB231115A, расположенного в галактике M 82. Нельзя не отметить и недавнее сообщение в журнале о регистрации

обсерваторией INTEGRAL электромагнитного проявления в гамма-диапазоне (вспышки) одного из двух событий слияния нейтронных звезд (GW 190425), зарегистрированных гравитационно-волновыми детекторами LIGO-Virgo.

Журнал публиковал данные ультрафиолетового и рентгеновского приборов спутника “Астрон”, сообщил об открытии жесткого рентгеновского излучения Сверхновой 1987A модулем “Квант” космической станции “Мир”, о результатах картографирования зоны центра Галактики в рентгеновских лучах телескопами высокоапогейной обсерватории “Гранат”, обнаружении и исследовании ими ранее неизвестных рентгеновских источников, некоторых — совершенно уникальных: галактических микрокварзов и рентгеновских новых, вспыхивающих при нестационарной аккреции на черную дыру или нейтронную звезду в двойных системах. В “Письмах в АЖ” были опубликованы данные спутника “Реликт-1”, давшего первые результаты по анизотропии реликтового излучения.

В журнале опубликованы многие результаты наблюдений обсерватории INTEGRAL, успешно работающей на орбите уже 22 года. Среди них — первая детальная карта всего неба в жестких рентгеновских лучах, каталоги сотен новых рентгеновских источников (в том числе их ранее неизвестных популяций — сильнопоглощенных источников и “быстрых рентгеновских транзиентов”), сравнительный анализ спектров и временных характеристик рентгеновских пульсаров, результаты исследования зависимости энергии циклотронных линий в их спектрах от светимости и результаты широкополосной спектроскопии излучения рентгеновских новых. Были опубликованы каталоги рентгеновских всплесков, связанных с термоядерными взрывами на поверхности аккрецирующих нейтронных звезд, доложено об обнаружении кратных всплесков, временной интервал между которыми слишком мал для накопления критической массы вещества при аккреции. В настоящее время все большее место в журнале занимают статьи по результатам наблюдений рентгеновского неба телескопами с зеркалами косоугольного падения астрофизической обсерватории “Спектр-РГ” (СРГ), выведенной в космос в 2019 г. Обсерватория построила наиболее чувствительную карту Вселенной в рентгеновских лучах, открыла миллионы источников, среди которых квазары и ядра активных галактик, сотни тысяч звезд с активными коронами, около 50 тысяч скоплений галактик. Анализ и исследованию этих источников будут посвящены еще многие десятки, если не сотни статей.

Обнаружение новых рентгеновских источников обычно сопровождается их последующими оптическими и инфракрасными наблюдениями. Это необходимо для их отождествления, исследования долговременной переменности, измерения

красных смещений ядер активных галактик и квазаров, орбитальных параметров двойных систем, выявления симбиотических, катаклизмических и других видов переменных звезд — компонентов двойной системы. В наблюдениях оказываются задействованными многие лучшие отечественные телескопы, работающие на них астрономы-наблюдатели. Редколлегия охотно публиковала и публикует основанные на этих наблюдениях работы. В то же время нужно отметить, что редколлегия всегда ставила выше по приоритету статьи с заметным физическим содержанием, по сравнению с чисто наблюдательными работами. Через журнал шел поток статей о физических процессах в экстремальных астрофизических условиях — в недрах и на поверхности нейтронных звезд, при их слиянии, слиянии белых карликов, коллапсе железного ядра сверхмассивных звезд и взрывах сверхновых, а также в ранней Вселенной и в гравитационном поле черных дыр.

Во многом благодаря первому главному редактору журнала проф. Б.Ю. Левину журнал имел особый интерес к проблеме космогонии, исследованиям планет, комет и астероидов. Специальные выпуски были посвящены результатам миссии “Вега-1–2” к комете Галлея, картографированию в 2 радиолучах поверхности Венеры радаром с борта межпланетных станций “Венера-15–16”, данные со спускаемых аппаратов на поверхность Венеры и с аэростатов, свободно плавающих в ее атмосфере. В наши дни мы с удовольствием публикуем работы, посвященные обнаружению воды на Марсе и поиску оптимальных траекторий полета к Седне. Благодаря заместителю главного редактора проф. Л.И. Матвеевко мы были открыты для публикаций радиоинтерферометрических исследований со сверхдлинной базой как в интересах внеатмосферной астрономии и исследования матерных источников в Галактике, так и для планетных исследований. Многие из упомянутых работ, составляющих “золотой фонд” журнала, можно найти в коллекции его “лучших” статей на сайте журнала по адресу hea.iki.rssi.ru/pazh. Часть из этих работ — высокоцитируемые, другим повезло меньше, тем не менее редколлегия считает, что они заложили новые направления исследований в астрономии и астрофизике и достойны включения в список. Отметим, что при его составлении предпочтение отдавалось ранним статьям, русские версии которых трудно найти в электронном виде, полный список “лучших” статей, очевидно, должен быть намного длиннее. На сайте журнала можно также посмотреть коллекцию мемориальных статей, опубликованных в журнале, проследить многолетнюю эволюцию его импакт-фактора, найти оглавление за многие годы издания (для русской и английской версий журнала) и другую полезную информацию.

За прошедшие годы журнал сменил много издательств, как русской версии, так и английской. Заметно улучшились дизайн и полиграфия издания, качество перевода статей. Менялось даже название журнала. До 1993 г. журнал издавался за рубежом на английском языке под названием “Soviet Astronomy Letters”. С января 1993 г. он изменил название на “Astronomy Letters”, а с целью уточнения концепции журнала, на его обложку были вынесены слова “A Journal of Astronomy and Space Astrophysics” (в русской версии — слова “Астрономия и космическая астрофизика”). В настоящее время журнал на русском языке издается издательством “Наука”, на английском языке — издательством “Pleiades Publishing, Inc.”. Журнал ежемесячный, публикуется в печатном и электронном виде. Электронные выпуски русскоязычной версии доступны на сайтах ИКЦ “Академкнига” (sciencejournals.ru/list-issues/pisma, за 2018–2023 гг.) и РЦНИ (journals.rcsi.science/0320-0108, с 2023 г.), а также в eLIBRARY (www.elibrary.ru/contents.asp?titleid=7941). Переводная версия (как “Astronomy Letters”, так и “Soviet Astronomy Letters”) доступна в библиографической базе NASA ADS по адресу [ui.adsabs.harvard.edu/search/q=bibstem%3A\(SvAL+or+AstL\)](http://ui.adsabs.harvard.edu/search/q=bibstem%3A(SvAL+or+AstL)), до 2000 г. — в открытом доступе, позже — по подписке. Выпуски “Astronomy Letters” с 2000 г. доступны также на сайте “Springer Link” (link.springer.com/journal/11443/volumes-and-issues). Рукописи подвергаются строгому отбору (отклоняется 35–40%), просматриваются не менее чем двумя рецензентами, затем обсуждаются на заседаниях редколлегии. Принимаются статьи авторов всего мира (у англоязычных авторов в русской версии журнала печатается лишь заголовок и абстракт, доля таких статей составляет 15%). Недавно редколлегией было снято строгое ограничение объема представляемых рукописей. В то же время мы продолжаем считать своей важнейшей задачей срочную публикацию новых результатов, находящихся на переднем крае современной астрономии и астрофизики, и при отборе статей для публикации придерживаемся прежних высоких критериев. Текущий средний срок от момента поступления рукописи до ее публикации составляет 140 дней.

На протяжении уже многих лет журнал “Письма в АЖ” (“Astronomy Letters”) входит в число наиболее цитируемых российских научных изданий. В 2019–2020 гг. импакт-фактор журнала достигал уровня 1.4–1.5, в 2023 г. был равен 1.1.

Опубликованные в журнале, начиная с 1993 года, 2877 статьи по данным NASA ADS были процитированы 25750 раз (8.95 ссылки на статью). Это самый высокий показатель среди журналов РАН астрономической направленности. Все статьи (5520), опубликованные за все время издания журнала, цитировались 48200 раз. Отдельные лучшие статьи набрали уже ~ 400 ссылок, почти три десятка статей — свыше 100 ссылок, 100 статей — более 50 ссылок (индекс Хирша журнала равен 62).

Хотя члены редколлегии постоянно работают над всесторонним улучшением показателей журнала, они понимают, что его успехи во многом связаны с бумом, который наблюдается в астрономии, астрофизике и космологии в последние десятилетия. Тематика журнала как нельзя лучше вписывается в этот вектор развития. Мы и в дальнейшем намерены продолжить публикацию важнейших результатов, полученных орбитальными астрофизическими обсерваториями INTEGRAL, *Fermi*, NuSTAR, XMM-Newton, SWIFT, SRG, а также лучшими российскими оптическими телескопами. Надеемся опубликовать первые результаты готовящихся к доставке на МКС рентгеновского прибора МВН и к запуску на геосинхронную орбиту Всемирной космической ультрафиолетовой обсерватории WSO-UV (“Спектр-УФ”). С нетерпением ждем статей с результатами Байкальского глубоководного нейтринного телескопа (Baikal-GVD) и обновленных экспериментов по регистрации космических лучей и гамма-излучения сверхвысоких энергий (Тункинский и Баксанский эксперименты). Ну и конечно, мы продолжим публикаций теоретических работ в области космологии, релятивистской астрофизики, астрофизики высоких энергий, физики астрочастиц и гравитационно-волновой астрономии.

В условиях беспрецедентного закрытия ряда западных журналов для публикаций российских ученых, преобразования других западных журналов в платные издания, что в условиях санкций делает их для российских авторов почти недоступными, значение журнала “Письма в АЖ” (и ответственность его редколлегии) в срочной публикации и распространении по всему миру важнейших результатов, полученных российскими авторами в области астрономии и астрофизики, многократно возрастает. Надеемся, что это приведет к увеличению потока рукописей, направляемых в журнал, и внесет свой вклад в его дальнейшее процветание.

GRB 231115A – ГИГАНТСКАЯ ВСПЫШКА МАГНИТАРА В ГАЛАКТИКЕ M82

© 2024 г. П. Ю. Минаев^{1, 2 *}, А. С. Позаненко^{1, 3}, С. А. Гребенев¹, И. В. Человеков¹,
Н. С. Панков^{1, 3}, А. А. Хабибуллин³, Р. Я. Инасаридзе⁴, А. О. Новичонок⁵

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³НИУ “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

⁴Грузинская национальная астрофизическая обсерватория им. Евгения Харадзе, Абастумани, Грузия

⁵Петрозаводский государственный ун-т, Петрозаводск, Россия

Поступила в редакцию 18.11.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлены результаты исследования короткого гамма-всплеска GRB 231115A в рентгеновском и гамма-диапазонах по данным космических обсерваторий INTEGRAL и *Fermi*. Источник всплеска локализован телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL с точностью $\leq 1'5$, он находится в галактике Сигара (M 82). Проведены оперативные наблюдения области всплеска в оптическом диапазоне на 36-см телескопе в Китае Международной сети телескопов ИПМ им. М. В. Келдыша РАН и на 70-см телескопе AS-32 Абастуманской астрофизической обсерватории. Оптическое излучение обнаружить не удалось. Близость родительской галактики ($D_L \simeq 3.5$ Мпк) существенно ограничивает энергетику события ($E_{iso} \sim 10^{45}$ эрг) и позволяет интерпретировать его как гигантскую вспышку ранее неизвестного источника повторных мягких гамма-всплесков (Soft Gamma Repeater или SGR) – экстремального проявления активности нейтронной звезды со сверхсильным магнитным полем (магнитар). Данный вывод подтверждает нетипично жесткий для космологических гамма-всплесков энергетический спектр, а также отсутствие оптического послесвечения и гравитационно-волнового сигнала, который должен был бы быть зарегистрирован антеннами LIGO/Virgo/KAGRA, если бы всплеск был вызван слиянием нейтронных звезд. Положение всплеска на диаграммах $E_{p,i} - E_{iso}$ и $T_{90,i} - E_H$ также свидетельствует о том, что GRB 231115A был гигантской вспышкой магнитар. Отметим, что это первая хорошо локализованная гигантская вспышка внегалактического SGR.

Ключевые слова: вспышки гамма-излучения, космические гамма-всплески, слияния нейтронных звезд, источники повторных мягких гамма-всплесков, магнитары.

DOI: 10.31857/S0320010824010012, **EDN:** ORDQKU

ВВЕДЕНИЕ

Существование двух разных типов космических гамма-всплесков (GRBs) было впервые обнаружено в эксперименте КОНУС (Мазец и др., 1981) и в дальнейшем подтверждено наблюдениями прибора CGRO/BATSE (Кувелиоту и др., 1993) при анализе распределения всплесков по параметру длительности T_{90} . Короткие всплески (длительностью менее 2 с) характеризуются более жестким спектром (с большей долей высокоэнергичного излучения) и менее выраженной спектральной эволюцией (задержкой низкоэнергичного излучения относительно высокоэнергичного) по сравнению со длинными всплесками ($T_{90} \gtrsim 2$ с, например, Кувелиоту и др., 1993; Норрис и др., 2005; Минаев и др., 2010а, 2012, 2014). При этом распределения

этих двух типов по длительности и спектральной жесткости, традиционно используемые для классификации всплесков, значительно перекрываются, оставляя актуальной вплоть до настоящего времени проблему классификации всплесков в области пересечения распределений (см., например, Дезалай и др., 1997; Минаев и др., 2010б; Минаев, Позаненко, 2017; Тарнопольский, 2019).

Считается, что короткие гамма-всплески (позднее обозначенные как всплески типа I) связаны со слиянием двух нейтронных звезд (Блинников и др., 1984; Пачинский, 1986; Межарос, Рис, 1992), что недавно было подтверждено регистрацией событий GRB/GW 170817 и GRB/GW 190425 гравитационно-волновыми детекторами LIGO/Virgo (Эбботт и др., 2017а, б; Позаненко и др., 2018, 2019). Некоторые всплески типа I сопровождаются дополнительной компонентой излучения

* Электронный адрес: minaevp@mail.ru

с длительностью в десятки секунд и более мягким (по сравнению с основным эпизодом излучения) спектром — продленным излучением, природа которого до сих пор не выяснена (Коннатон, 2002; Джерелс и др., 2006; Россвог, 2007; Метцгер и др., 2008; Минаев и др., 2010а; Норрис и др., 2010; Барков, Позаненко, 2011).

Длинные гамма-всплески (типа II) считаются связанными с коллапсом ядра массивной звезды (Вусли, 1993; Пачинский, 1998; Межарос, 2006), некоторые из них, наиболее близкие к наблюдателю, сопровождаются вспышками сверхновых типа Ic (см., например, Галама и др., 1998; Пачинский, 1998; Кано и др., 2017; Вольнова и др., 2017; Белкин и др., 2020, 2024).

Существуют аномалии в соотношении длительности гамма-всплесков и их типа, когда короткие гамма-всплески сопровождались вспышками сверхновых (например, GRB 200826A, Росси и др., 2022), или, наоборот, объективно длинный GRB 230307A был ассоциирован с килоновой (Леван и др., 2023). Таким образом, корректная классификация гамма-всплесков, наряду с определением красного смещения их родительских галактик, имеет важное значение для исследования их источников.

Короткие вспышки жесткого гамма-излучения характерны также для некоторых источников повторных мягких гамма-всплесков (SGR, Голенецкий и др., 1979; Мазец и др., 1979а) во время их экстремальной активности (так называемые гигантские вспышки, например, Мазец и др., 1979б, 2008; Томпсон, Дункан, 2001; Фредерикс и др., 2007). Кривая блеска гигантской вспышки состоит из короткого (доли секунды), жесткого и очень яркого основного эпизода, за которым может следовать длительное (сотни секунд) и значительно более слабое продленное излучение, характеризующееся периодичностью, связанной с вращением нейтронной звезды, в магнитосфере которой произошла гигантская вспышка. Все подтвержденные длительными наблюдениями источники мягких повторных гамма-всплесков находятся в Галактике, до сих пор гигантские вспышки были зарегистрированы от четырех из них. Однако основной короткий эпизод гигантской вспышки может быть зарегистрирован и из ближайших к нам галактик. Например, гигантская вспышка от SGR 1806–20 могла бы быть зарегистрирована на расстоянии 30–50 Мпк (Орли и др., 2005; Накар и др., 2005). Несколько кандидатов в гигантские вспышки SGR, возможно, произошедших в близких галактиках, были предложены на основе результатов триангуляции IPN (см., например, Фредерикс и др., 2007; Мазец и др., 2008).

Наблюдаемые свойства гигантских вспышек (временной профиль, жесткость и спектральная

эволюция излучения) и их частота (до сих пор не было зарегистрировано повторных гигантских вспышек ни от одного известного SGR) во многом аналогичны свойствам космических гамма-всплесков типа I. Это вносит определенную сложность при классификации транзиентных гамма-событий (Мазец и др., 2008; Минаев, Позаненко, 2020б). Самым надежным методом выявления источников SGR является обнаружение периодичностей в хвосте их кривых блеска. Периодичность была найдена для многих галактических SGR, например: SGR 0520–66 (Мазец и др., 1979б), SGR 1806–20 (Мазец и др., 2005; Палмер и др., 2005), SGR 1900+14 (Мазец и др., 1999; Ферочи и др., 1999). Были найдены пульсации после нескольких коротких гамма-всплесков, зарегистрированных в эксперименте BATSE/CGRO, например, GRB 930905 (Позаненко и др., 2005) и GRB 970110 (Крайдер, 2006), и эти гамма-всплески также могут рассматриваться как кандидаты в гигантские вспышки неотожествленных SGR. Источники мягких повторных гамма-всплесков, наиболее вероятно, связаны с магнитарами — одиночными нейтронными звездами со сверхсильными магнитными полями ($B \geq 10^{14}$ Гс). Невероятная мощность и физическая причина их гигантских вспышек остаются невыясненными (Дункан, Томпсон, 1992; Томпсон, Дункан, 1995; Кувелиоту и др., 1999).

Локализация короткого гамма-всплеска GRB 231115A с точностью лучше 2', выполненная в рамках оперативного (Quick Look) анализа телеметрических данных гамма-телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL, надежно связывает его с близкой галактикой Сигара (M82) с активным звездообразованием (Бернс, 2023), что позволяет предположить это событие вызванным не слиянием пары нейтронных звезд, а гигантской вспышкой ранее неизвестного источника мягких повторных гамма-всплесков, находящегося в этой галактике (см., например, Д'Авансо и др., 2023а; Минаев, Позаненко, 2023б).

В работе представлены результаты наблюдений и анализа GRB 231115A в гамма-диапазоне по данным обсерваторий INTEGRAL и *Fermi* и собственных ранних оптических наблюдений области локализации с целью выяснения природы источника всплеска, в том числе с использованием классификации, основанной на корреляции параметров полной энергии E_{iso} , спектральной жесткости $E_{p,i}$ (Амати и др., 2002) и длительности гамма-всплесков в системе источника $T_{90,i}$, предложенной Минаевым, Позаненко (2020а, б).

РЕГИСТРАЦИЯ GRB 231115A И РАННИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Всплеск GRB 231115A длительностью около 0.1 с и жестким спектром излучения, что характерно как

для гамма-всплесков типа I (коротких), так и для гигантских вспышек магнитаров (SGRs), был зарегистрирован 15 ноября 2023 г. в 15^h36^m21^s.20 UT космическими гамма-детекторами: *Fermi*/GBM (Далесси и др., 2023), *INTEGRAL*/IBIS/ISGRI (Мерегетти и др., 2023), *KONUS-Wind* (Фредерикс и др., 2023), *Glowbug* (Чеунг и др., 2023), *Insight-HXMT/HE* (Ксю и др., 2023), *Swift/BAT* (Рончини и др., 2023).

Всплеск был зарегистрирован в поле зрения телескопа IBIS/ISGRI, благодаря этому его положение было определено с точностью лучше 2', что позволило установить родительскую галактику – M82 (Д'Авансо и др., 2023а; Бернс, 2023; Мерегетти и др., 2023). Высокая точность локализации инициировала поиск возможного излучения в других диапазонах энергии. Попытки наблюдения оптического послесвечения, предпринятые множеством научных групп на разных телескопах, не увенчались успехом (Липунов и др., 2023а, б; Балануца и др., 2023; Искандар и др., 2023; Чен и др., 2023; Жианг и др., 2023; Хаяцу и др., 2023; Перли и др., 2023; Д'Авансо и др., 2023; Турпин и др., 2023; Ан и др., 2023; Ху и др., 2023). Оптический кандидат, обнаруженный на 0.7-м телескопе GROWTH-India (Кумар и др., 2023а), после более глубокого анализа оказался артефактом (Кумар и др., 2023б).

Рентгеновские телескопы *Swift*/XRT и *NuSTAR* не обнаружили следов рентгеновского послесвечения спустя соответственно 2.5 и 4 часа после триггера (Осборн и др., 2023; Грегенстетте, Брайтман, 2023). В эксперименте *MAGIC* получен верхний предел на поток гамма-излучения в диапазоне выше 250 ГэВ спустя 8 часов после вспышки (Коллаборация *MAGIC*, 2023). Радиотелескоп *CHIME/FRB* также не смог обнаружить от источника какой-либо активности, например, вспышки, похожей на быстрый радиовсплеск (FRB) в диапазоне 400–800 МГц (Картин, 2023).

Наконец, гравитационно-волновые детекторы *LIGO/Virgo/KAGRA* не зарегистрировали сигнал, который должен был бы сопровождать слияние двух нейтронных звезд, если бы зарегистрированный всплеск действительно относился к коротким гамма-всплескам, вызванным такими слияниями (Коллаборация *LIGO* и др., 2023). Не обнаружен и нейтринный сигнал в эксперименте *IceCube* (Коллаборация *IceCube*, 2023).

АНАЛИЗ ДАННЫХ ОБСЕРВАТОРИИ INTEGRAL

Международная астрофизическая лаборатория гамма-лучей *INTEGRAL* (Винклер и др., 2003; Куулкерс и др., 2021) работает на высокоапогейной орбите уже 22-й год. На борту находятся несколько широкоугольных телескопов с кодирующей апертурой, способных строить изображение

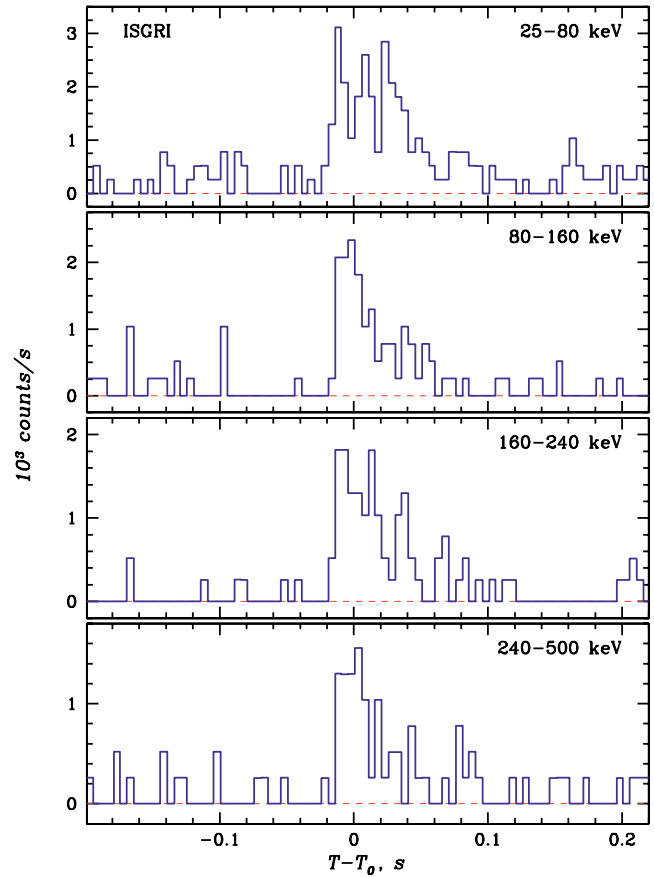


Рис. 1. Временной профиль вспышки GRB 231115A по данным телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL в четырех диапазонах энергий с разрешением 5 мс.

неба и проводить полноценный анализ энергетических спектров и переменности излучения разнообразных космических источников: гамма-телескоп IBIS с двумя детекторами: ISGRI (Лебран и др., 2003), чувствительным в диапазоне 20–400 кэВ, и PICsIT (Лабанти и др., 2003), чувствительным в диапазоне 200 кэВ – 10 МэВ, гамма-спектрометр SPI (Ведренн и др., 2003) с охлаждаемыми германиевыми детекторами, чувствительный в диапазоне 20 кэВ – 8 МэВ, и два рентгеновских телескопа JEM-X (Лунд и др., 2003), чувствительных в диапазоне 4–30 кэВ. Отметим также антисовпадательную защиту ACS гамма-спектрометра SPI (Пау и др., 2005), работающую как всенаправленный детектор большой площади в диапазоне 85 кэВ – 10 МэВ и записывающую темп счета фотонов с временным разрешением 50 мс.

Всплеск был зарегистрирован во время плановых наблюдений поля галактики M 81, проводимых по заявке АО-20 # 2020020 (рук. И. А. Мереминский). Сразу после обнаружения вспышки данные всех инструментов во временном интервале,

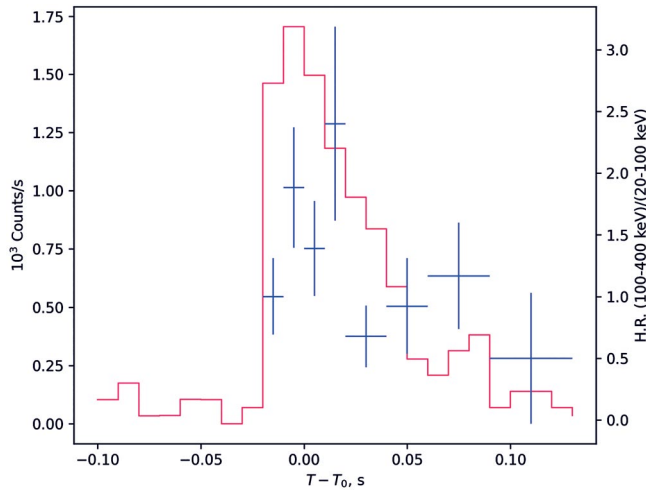


Рис. 2. Эволюция жесткости излучения GRB 231115A — отношения числа фотонов, зарегистрированных телескопом IBIS/ISGRI в диапазонах 100–400 и 20–100 кэВ (синие кресты, шкала справа). Красной линией для сравнения показан профиль всплеска с разрешением 10 мс в широком диапазоне энергий 20–400 кэВ (нормировка приведена на левой шкале). Видно, что в первые ~40 мс всплеска жесткость его излучения нарастала и была в среднем в 1.5–2 раза выше, чем в последующие ~80 мс.

начиная с 3 часов до всплеска и вплоть до 24 часов после него, были переданы авторам настоящей работы в рамках заявки АО-20 # 2040014 (рук. П. Ю. Минаев) для детального анализа и всестороннего исследования всплеска.

Временной профиль всплеска

Всплеск GRB 231115A попал в поле зрения основных телескопов обсерватории, что позволило его оперативно обнаружить и исследовать с помощью автоматической системы IBAS, осуществляющей быстрый анализ данных телескопа IBIS/ISGRI и распространяющей оповещения о локализованных гамма-всплесках через систему GRB Coordinate Network (Мерепетти и др., 2023).

На рис. 1 приведены временные профили всплеска, полученные детектором IBIS/ISGRI в четырех разных диапазонах энергий (записи скорости счета с разрешением 5 мс). Время отсчитывается от времени триггера события монитором *Fermi*/GBM (Далесси и др., 2023), скорректированного на 0.47 с временной задержки из-за большой удаленности спутника INTEGRAL от Земли в момент всплеска. Видно, что всплеск жесткий (отчетливо наблюдается до 500 кэВ), на энергиях >80 кэВ имеет временной профиль по форме близкий к профилю FRED (быстрый подъем — экспоненциальный спад) с длительностью менее

120 мс, что позволяет отнести его к всплескам типа I (коротким) или гигантским всплескам раннее неизвестного магнитара. В то же время видно, что максимальное число фотонов было зарегистрировано в наиболее мягком диапазоне IBIS/ISGRI (≤ 80 кэВ). Профиль всплеска в этом диапазоне меняется, становится тумбообразным с широкой ($\Delta T \simeq 60$ мс) вершиной, возможно, из-за суперпозиции последовательности нескольких коротких всплесков.

Это подтверждается и эволюцией жесткости излучения GRB 231115A, приведенной на рис. 2. Жесткость излучения (синие кресты, правая шкала) определена как отношение числа фотонов, зарегистрированных телескопом IBIS/ISGRI в диапазонах 100–400 и 20–100 кэВ. Для сравнения красной линией показан временной профиль всплеска в широком 20–400 кэВ диапазоне (учтены только фотоны, вероятность ассоциации которых со всплеском составляет более 20%). Видно, что наиболее жесткое излучение было зарегистрировано в первые ~40 мс длительности всплеска, причем все это время жесткость плавно росла. Ее среднее значение $HR = 1.55 \pm 0.22$. В последующие ~80 мс жесткость излучения значимо (на уровне 3.9σ) уменьшилась в 1.9 раз до значения $HR = 0.80 \pm 0.17$. Падение жесткости излучения к концу события наблюдается у многих гамма-всплесков. У гигантских всплесков магнитаров эволюция жесткости исследована плохо из-за их исключительной яркости, приводящей к переполнению большинства приборов.

Всплеск был зарегистрирован и другими приборами на борту обсерватории INTEGRAL. На рис. 3 приведены его временные профили, полученные по данным гамма-телескопов SPI, IBIS/PICsIT, SPI-ACS в сравнении с интегральным (в диапазоне 25–400 кэВ) профилем, полученным телескопом IBIS/ISGRI. Видно, что всплеск уверенно регистрируется до 500 кэВ и выше. Профили во многом (с точностью до статистических ошибок) повторяют друг друга. Отметим, что слегка перекошенная форма профиля всплеска, измеренная детектором SPI/ACS, может быть объяснена тем, что первый временной бин в записи скорости счета фотонов во время всплеска начался заметно раньше всплеска, что понизило измеренное в бине суммарное число фотонов. Источник не был зарегистрирован рентгеновскими телескопами JEM-X, хотя находился всего в 3.8° от центра поля зрения этих телескопов, в области их достаточно высокой чувствительности. Верхний предел на рентгеновский поток от всплеска в диапазоне 3–20 кэВ (на уровне 1σ), полученный по данным двух телескопов JEM-X в предположении длительности события в этом диапазоне энергий 50 мс, составляет 1.9 Краб, что соответствует потоку излучения 4.7×10^{-8} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

Локализация

Важнейшим результатом стала локализация GRB 231115A. Первое сообщение о координатах нового всплеска было оперативно распространено автоматической системой IBAS (Д’Авансо и др., 2023а; Бернс, 2023; Мерегетти и др., 2023), что позволило быстро начать его наблюдения оптическими и радио телескопами по всему миру. На рис. 4 показано изображение неба в поле зрения телескопа IBIS/ISGRI размером $29^\circ \times 29^\circ$, накопленное нами в течение 120 мс длительности всплеска в диапазоне энергий 20–400 кэВ. За столь короткое время в поле на значимом уровне (отношения сигнала к шуму $S/N \simeq 10.5$) был зарегистрирован лишь сам всплеск. Но главное – рисунок ясно показывает, что всплеск произошел в близкой, хорошо известной галактике M82 (Сигара), расположенной на расстоянии $D_L = 3.5$ Мпк. Координаты источника R.A. = $09^h55^m59^s.82$, Decl. = $+69^\circ 41'02''.40$ (148.997°, +69.684°; эпоха 2000.0, неопределенность 1'.5). На рис. 5 показаны контуры, соответствующие разным уровням отношения S/N для источника всплеска на этом изображении, наложенные на оптическое (в фильтре R) изображение галактики M82, полученное нами на 70-см телескопе AS-32 Абастуманской астрофизической обсерватории (через 10.7 часов после всплеска). Видно, что центр локализации попадает на диск галактики, не оставляя никаких сомнений в том, что она является родительской для GRB 231115A. В поле зрения телескопа находилось еще несколько известных внегалактических рентгеновских источников, в том числе ультраяркие источники в галактиках M81 и M82, ни один из них за столь короткую экспозицию на изображении не проявился и, очевидно, не мог внести вклада во временной профиль всплеска.

Спектр излучения

На рис. 6 показан спектр излучения $\nu F_\nu(\nu)$ гамма-всплеска GRB 231115A, полученный по данным телескопа IBIS/ISGRI в диапазоне 20–400 кэВ. Спектр накоплен за все время события. Видно, что он очень жесткий, энергия, содержащаяся в излучении, растет с увеличением энергии фотонов. Попытка аппроксимации спектра с помощью простых однокомпонентных моделей powerlaw (PL), cutoffpl (CPL) или bbodyrad (BBR) оказалась не слишком успешной, что подтверждает визуальное впечатление о наличии в спектре двух компонент – мягкой и жесткой. При аппроксимации использовался пакет XSPEC, разработанный в NASA/HEASARC (Арно и др., 1996). Результаты аппроксимации (значения параметров и потоки излучения) сведены в табл. 1. Чуть лучшую аппроксимацию дает модель CPL:

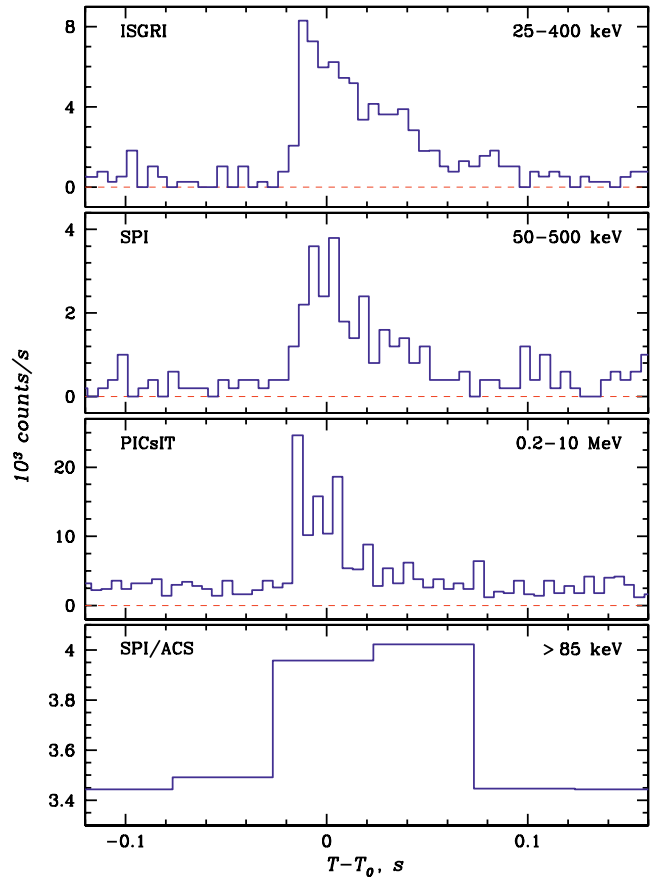


Рис. 3. Временной профиль всплеска GRB 231115A по данным четырех приборов обсерватории INTEGRAL: телескопов IBIS/ISGRI (25–400 кэВ) и IBIS/PICsIT (0.2–10 МэВ), гамма-спектрометра SPI (20–500 кэВ) и его защиты SPI-ACS (>85 кэВ). Временное разрешение 5 мс, кроме профиля, полученного детектором SPI-ACS с предельным разрешением 50 мс.

$$I_\nu = AE^{-\alpha} \exp(-E / E_c), \quad (1)$$

где I_ν – фотонный спектр излучения, α – фотонный индекс и E_c – характерная энергия завала на высоких энергиях. Отметим, что средний фотонный индекс всплеска (по модели PL) $\alpha \simeq 0.46$, а значит спектральный индекс излучения ($= \alpha - 1$) отрицательный и спектральная плотность излучения растет с энергией. Отметим также, что экспоненциальный завал в спектре на высоких энергиях по данным телескопа IBIS/ISGRI, на самом деле, не слишком достоверен. В частности, энергия завала $E \simeq 330$ кэВ, полученная при аппроксимации спектра моделью CPL, была определена с большими ошибками, а поэтому затем была зафиксирована и как свободный параметр не использовалась. Благодаря точному знанию родительской галактики всплеска (M 82) и болометрического

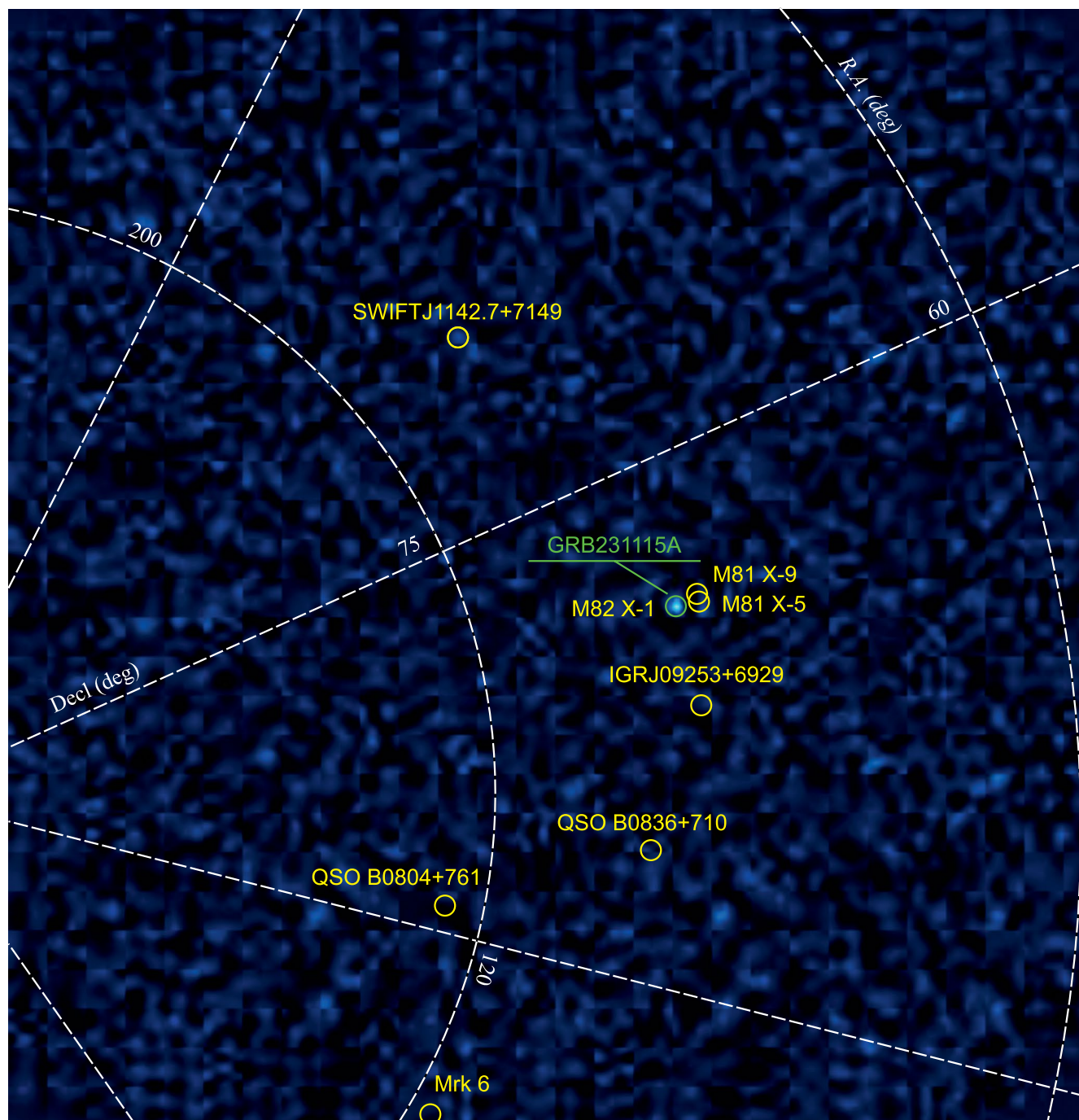


Рис. 4. Рентгеновское изображение неба (карта отношения S/N) в поле зрения телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL, полученное во время гамма-всплеска GRB 231115A. Размер $29^\circ \times 29^\circ$, экспозиция 120 мс, диапазон энергий 20–400 кэВ. Обозначены известные в поле источники постоянного излучения. GRB 231115A – единственный, достоверно зарегистрированный источник ($S/N \simeq 10.5$), совпадает по положению с галактикой M82 (на карте – с положением ультраяркого рентгеновского источника M82 X-1, расположенного в ее центральной области).

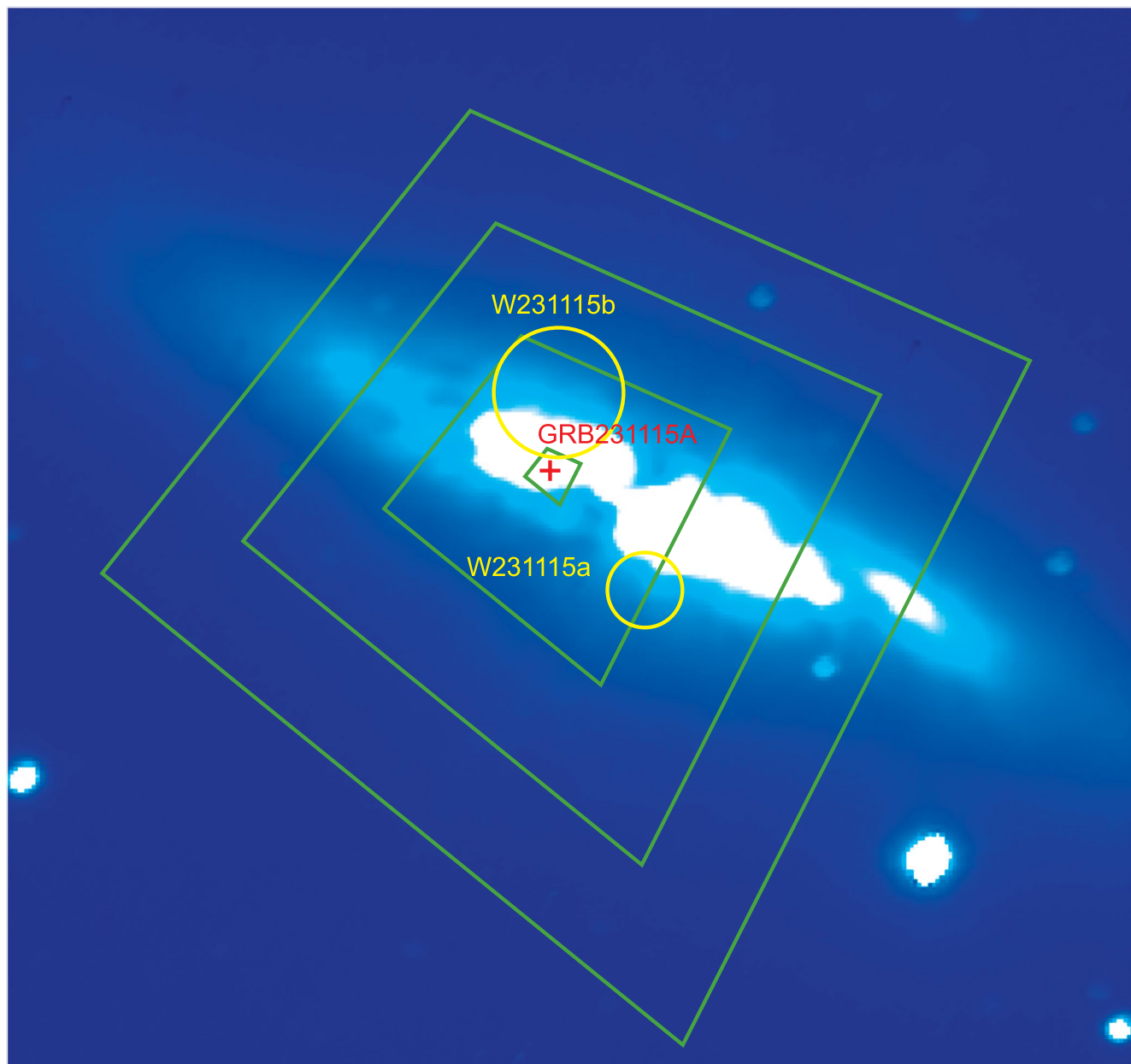


Рис. 5. Изображение области локализации всплеска GRB 231115A, полученное на 70-см телескопе AS-32 Абастуманской астрофизической обсерватории (спустя 10.7 часов после всплеска). Зеленые ромбы показывают контуры локализации всплеска на рентгеновской карте отношения S/N , полученной телескопом IBIS/ISGRM обсерватории INTEGRAL, третий контур от центра соответствует 90% уровню значимости (неопределенность $1'5$). Кружки – два предложенных оптических кандидата (Ху и др., 2023, см. текст). Видно, что на самом деле источник всплеска с большой вероятностью расположен в ярком диске галактики M82, где его трудно выявить, а предложенные кандидаты выбраны в областях пониженной яркости на краю области локализации.

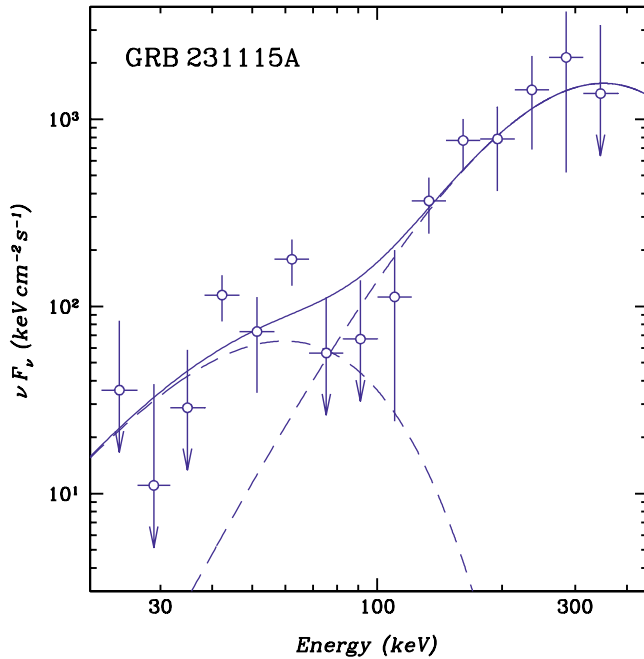


Рис. 6. Усредненный по полной длительности (~ 120 мс) спектр излучения νF_ν всплеска GRB 231115A по данным телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL (в диапазоне 20–400 кэВ). Сплошной линией показан результат наилучшей аппроксимации моделью BBR+CPL, штриховыми линиями — отдельные компоненты модели.

расстояния до нее ($D_L = 3.5$ Мпк), можно определить среднюю светимость источника всплеска в диапазоне 20–400 кэВ $L_X \sim 2.9 \times 10^{45}$ эрг с $^{-1}$.

Более успешно спектр всплеска был аппроксимирован двухкомпонентными моделями BBR+BBR и BBR+CPL. Как видно из табл. 1, в обоих случаях мягкая компонента излучения может быть описана спектром чернотельного излучения с температурой $kT_{bb} \sim 15$ кэВ и радиусом излучающей поверхности $R_{bb} \simeq 170$ км. Отметим, что величина R_{bb} намного превосходит радиус типичной нейтронной звезды $R_{ns} \simeq 12$ км, да и значение температуры kT_{bb} почти на порядок величины превосходит эддингтоновскую температуру для нейтронной звезды (если наблюдалась действительно вспышка магнитара), следовательно чернотельная фотосфера с такой температурой должна интенсивно оттекать. Очевидно, что использование чернотельного спектра для описания мягкой компоненты излучения всплеска физически не оправдано, а применялось нами для простоты и удобства. Если эта компонента действительно связана с раздувшейся фотосферой нейтронной звезды, ее спектр должен был формироваться в результате комптонизации и иметь виновскую форму. Отметим, что спектральный индекс жесткой степенной компоненты излучения (в модели CPL) отрицательный, а следовательно спектр

излучения очень круто растет в сторону высоких энергий. В использованной нормировке $\nu F_\nu(\nu)$ из рисунка сразу видно, что основная энергия излучения приходится на самую жесткую часть спектра — содержится в фотонах с энергиями $h\nu > 300$ кэВ.

АНАЛИЗ ДАННЫХ МОНИТОРА *FERMI*/GBM

Монитор гамма-всплесков (GBM), размещенный на борту обсерватории *Fermi*, состоит из 12 сцинтилляционных детекторов NaI, чувствительных в диапазоне 8–1000 кэВ, и 2 сцинтилляционных детекторов BGO, чувствительных в диапазоне 0.2–40 МэВ. Он предназначен для регистрации и детального изучения гамма-всплесков (Миган и др., 2009; Пацейсас и др., 2012).

Источником исходных данных монитора *Fermi*/GBM в работе является общедоступный FTP-архив (legacy.gsfc.nasa.gov/fermi/data/). В качестве нуля на временной шкале используется момент срабатывания триггера прибора *Fermi*/GBM: 15 ноября 2023 г. в 15^h36^m21^s.20 UT.

Структура кривой блеска

Анализ кривых блеска проведен по пособийным (TTE) данным наиболее освещенных детекторов NaI_06 – NaI_09, NaI_11, BGO_01 эксперимента *Fermi*/GBM. Кривая блеска в трех каналах, охватывающих энергетический диапазон 10–850 кэВ, представлена на рис. 7. Параметр длительности T_{90} — промежуток времени, за который детектор регистрирует 90% полного числа отсчетов (см., например, Кошут и др., 1996), для GRB 231115A составляет $T_{90} = 65 \pm 1$ мс, что характерно как для гигантских вспышек SGRs, так и для коротких гамма-всплесков.

На рис. 7 видно, что форма кривой блеска GRB 231115A меняется в зависимости от энергетического диапазона — всплеск наиболее короткий в мягком диапазоне 10–70 кэВ, а наиболее долгий — в среднем 70–200 кэВ, что нетипично для гамма-всплесков, длительность которых обычно падает с ростом энергии степенным образом (Фенимор и др., 1995)¹. Вероятно, кривая блеска состоит из двух эпизодов излучения: главного (временной интервал от -0.02 до 0.01 с) и второстепенного (интервал от 0.01 до 0.05 с), различающихся формой энергетического спектра (см. следующий раздел).

Минимальный масштаб переменности, определенный как минимальный временной интервал,

¹ Это также противоречит выводу, сделанному при анализе кривых блеска, полученных телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL, о том, что в самом мягком канале профиль всплеска становится шире, чем в жестких каналах. Отметим однако, что чувствительность *Fermi*/GBM в таких низких энергиях заметно проседает, фоновая скорость счета возрастает.

Таблица 1. Результаты анализа интегрального спектра GRB 231115A в диапазоне 20–400 кэВ по данным телескопа IBIS/ISGRI

Модель	χ^2/N^a	A	α^b	kT_{bb}, E_c^d , кэВ	Поток ^c , 10^{-6} эрг с ⁻¹ см ⁻²
PL	30.6/29	1.97 ± 0.26^b	0.46 ± 0.03	—	1.72 ± 0.23
BBR	31.1/29	22.2 ± 1.48^g	—	91 ± 5	1.99 ± 0.27
CPL	29.8/28	2.91 ± 0.38^b	-0.07 ± 0.03	328	1.92 ± 0.24
BBR	26.6/27	17.6 ± 1.3^g	—	106 ± 7	1.92 ± 0.29
+					
BBR		170 ± 35^g	—	14.1 ± 1.6	0.09 ± 0.04
CPL	24.9/26	4.91 ± 0.77^b	-2.50 ± 0.03	78 ± 5	2.01 ± 0.31
+					
BBR		123 ± 19^g	—	15.2 ± 1.3	0.13 ± 0.04

^a — Минимальное значение χ^2 и число степеней свободы N .^b — Фотонный индекс степенной компоненты $I_{100} (E/100 \text{ кэВ})^{-\alpha}$.^b — Нормировка этой компоненты I_{100} на 100 кэВ [10^{-2} фот с⁻¹ см⁻² кэВ⁻¹].^г — Радиус излучающей поверхности R_{bb} [км] на расстоянии $D_L = 3.5$ Мпк.^д — Температура kT_{bb} или энергия экспоненциального завала E_c .^е — Поток излучения в диапазоне 20–400 кэВ.

в течение которого энергетический поток от источника изменяется более чем на 3 стандартных отклонения по сравнению с соседними интервалами, наблюдается в середине основного эпизода (момент времени $T = -0.006$ с) и составляет ~ 2 мс. Однако это не может быть индикатором вспышки именно SGR, так как такого рода быстрая переменность наблюдается также и у многих гамма-всплесков (Митрофанов и др., 1990).

Галактические гигантские вспышки SGRs также характеризуются длительным (до нескольких сотен секунд) продленным излучением с детектируемым периодическим сигналом. Относительный вклад продленного излучения в общую энергетику явления варьируется в широких пределах от 1 до 30% (Мазец и др., 2008). В данных монитора *Fermi*/GBM для события GRB 231115A мы не обнаружили значимого продленного излучения как в широком энергетическом диапазоне 10–850 кэВ, так и в более узких энергетических каналах 10–70, 70–200 и 200–850 кэВ. Верхний предел (на уровне трех стандартных отклонений) на интегральный по времени поток от продленного излучения на шкале 50 с в диапазоне 10–850 кэВ превышает поток от GRB 231115A почти в три раза. Таким образом, отсутствие регистрации продленного излучения не может служить причиной для отказа от ассоциации GRB 231115A с гигантской вспышкой ранее неизвестного SGR.

Спектральная эволюция

Космические гамма-всплески характеризуются спектральной эволюцией, которая может проявляться как относительное смещение (задержка)

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

В работе для исследования спектральной эволюции мы использовали кросс-корреляционный метод, описанный в работе (Минаев и др., 2014). Для этого сформированы кривые блеска с временным разрешением 1 мс в семи различных энергетических каналах, охватывающих энергетический диапазон 10–1000 кэВ. Кривые блеска по данным детекторов NaI_06 – NaI_09, NaI_11 суммировались, а кривая блеска, построенная по данным детектора BGO_01, исследовалась отдельно. В качестве опорной кривой блеска, относительно которой проводилась кросс-корреляция кривых блеска в остальных каналах, выбрана кривая в канале 120–220 кэВ, сформированная по данным детекторов NaI_06 – NaI_09, NaI_11.

Кросс-корреляционный анализ не выявил значимой спектральной эволюции, в отличие от GRB

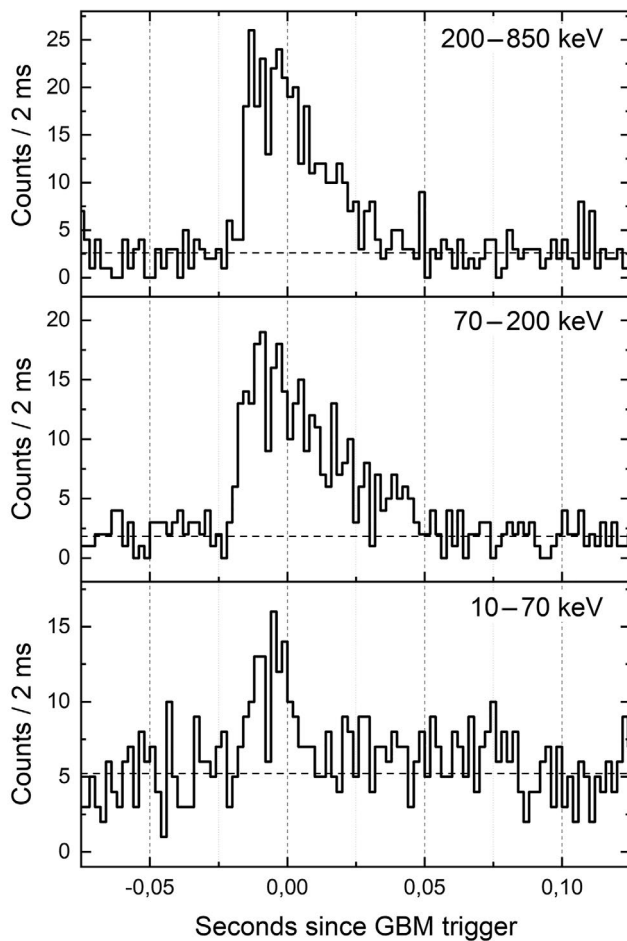


Рис. 7. Кривые блеска GRB 231115A по данным эксперимента *Fermi*/GBM с временным разрешением 2 мс, в диапазоне 200–850 кэВ – по данным детекторов NaI_06 – NaI_09, NaI_11, BGO_01, в диапазонах 10–70 и 70–200 кэВ – по данным детекторов NaI_06 – NaI_09, NaI_11. По горизонтальной оси отложено время относительно триггера *Fermi*/GBM в секундах, по вертикальной – количество отсчетов в бине. Границы энергетических каналов указаны на легенде. Штриховой линией показан уровень фона.

200415A, также, по-видимому, гигантской вспышки магнитара (Минаев, Позаненко, 20206). На первый взгляд полученные результаты противоречат поведению кривых блеска на рис. 7, из которого явно следует эволюция энергетического спектра со временем – профиль импульса на кривой блеска в мягком диапазоне 10–70 кэВ заметно уже и заканчивается раньше импульсов в среднем (70–200 кэВ) и жестком (200–850 кэВ) диапазонах, что подразумевает отрицательную спектральную задержку. Однако кросс-корреляционный анализ выявляет главным образом смещение кривых блеска в области их максимума, которое в данном случае отсутствует.

Отсутствие значимой спектральной задержки вероятно связано со сложной структурой кривой блеска и эффектом суперпозиции (Минаев и др., 2014).

Мы также исследовали эволюцию жесткости излучения всплеска от времени по данным *Fermi*/GBM, определив жесткость излучения как отношение потоков, выраженных в инструментальных отсчетах за вычетом фона, в энергетических каналах 200–850 кэВ и 30–200 кэВ. На рис. 8 показана соответствующая зависимость спектральной жесткости от времени. Зависимость в целом повторяет профиль кривой блеска всплеска – быстро нарастает, какое-то время в течение основного яркого эпизода остается высокой, и затем падает. Рисунок подтверждает эволюцию жесткости спектра, найденную по данным телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL (рис. 2, отметим, что при расчете жесткости здесь использовались немного отличные энергетические каналы). Подобное поведение иногда наблюдается у гамма-всплесков со сложной структурой кривой блеска (Гупта и др., 2021), поэтому исходя из вида этой зависимости однозначно классифицировать данное событие как гигантскую вспышку магнитара нельзя.

Спектр излучения

Для восстановления и аппроксимации спектров излучения в данной работе использовался программный пакет RMfit v4.3.2, специально разработанный для анализа данных монитора GBM обсерватории *Fermi* (fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/rmfit/). Методика спектрального анализа аналогична предложенной Грубером и др. (2014). Энергетические спектры анализировались по данным детекторов NaI_06, NaI_07, NaI_11 и BGO_01 эксперимента *Fermi*/GBM.

Мы исследовали энергетический спектр νF_ν GRB 231115A в трех временных интервалах: интервал (–0.02 с, 0.05 с) соответствует интегральному спектру, (–0.02 с, 0.00 с) – главному эпизоду излучения, (0.00 с, 0.05 с) – второстепенному. Энергетический спектр во всех исследованных временных интервалах неудовлетворительно описывается тепловой моделью чернотельного излучения *bbody* (BB), оптимальная модель – степенная с экспоненциальным завалом *cutoffpl* (CPL, см. уравнение (1)).

Хотя чуть лучшее согласие с данными дает комбинация двух тепловых моделей (2 BB), наблюдаемая разница в значении статистического функционала CSTAT не позволяет отвергнуть модель CPL, имеющую на одну степень свободы меньше. Результаты спектрального анализа с использованием моделей BB, CPL, 2 BB представлены в табл. 2.

Энергетический спектр излучения νF_ν во всех случаях имеет значение фотонного индекса $\alpha \simeq -0.3$ с энергией спектрального пика

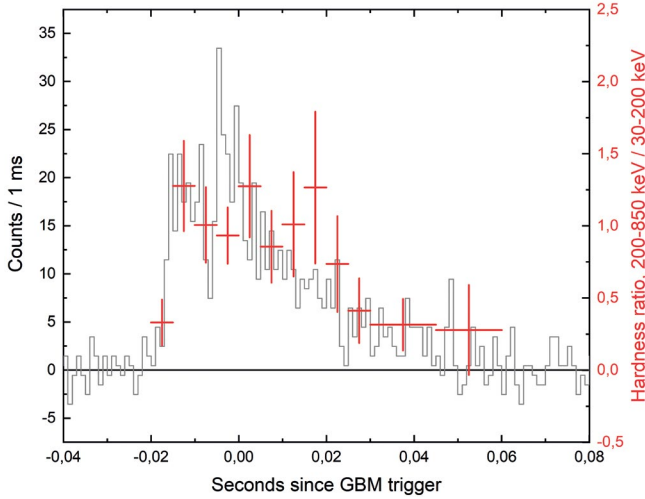


Рис 8. Эволюция жесткости излучения GRB 231115A по данным *Fermi*/GBM со временем (красные точки). Жесткость определяется как отношение числа отсчетов, зарегистрированных в диапазоне 200–850 кэВ, к отсчетам в диапазоне 30–200 кэВ. Для сравнения черной линией показана кривая блеска GRB 231115A с временным разрешением 1 мс в диапазоне 30–850 кэВ (по данным детекторов NaI_06 – NaI_09, NaI_11, BGO_01 *Fermi*/GBM). По горизонтальной оси – время относительно триггера GBM/*Fermi* в секундах, по вертикальной левой оси – количество отсчетов в бине кривой блеска, по вертикальной правой оси – значение спектральной жесткости.

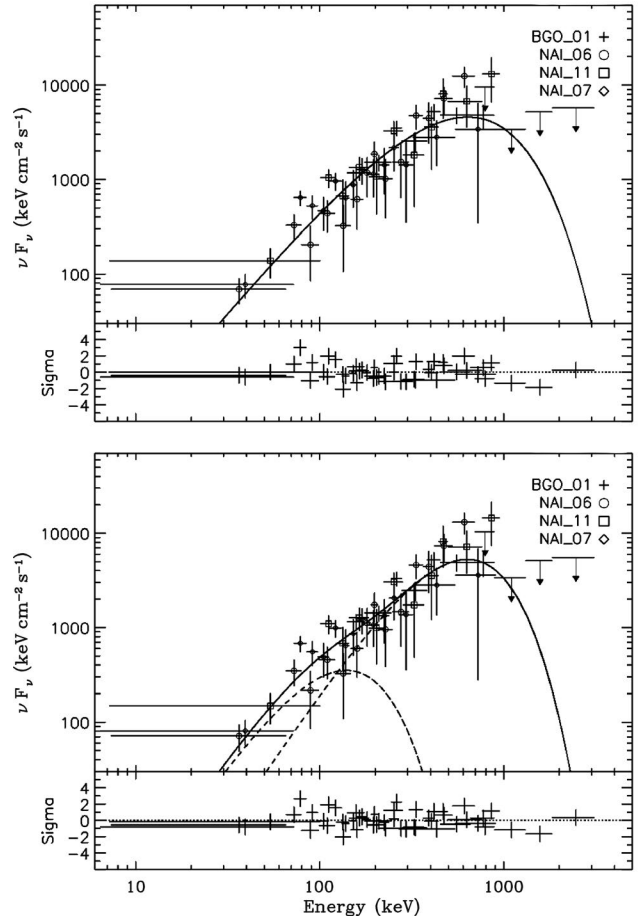


Рис 9. Спектр излучения νF_ν всплеска GRB 231115A по данным *Fermi*/GBM во временном интервале (–0.02 с, 0.05 с) относительно времени триггера: сверху – аппроксимированный степенной моделью с экспоненциальным завалом (CPL), внизу – аппроксимированный суммой двух моделей чернотельного излучения (2 BB). На верхних панелях – спектр, полученный по данным детекторов NaI_06, NaI_07, NaI_11, BGO_01 эксперимента *Fermi*/GBM. На нижних панелях – отклонение спектральной модели от экспериментальных данных, выраженное в единицах стандартных отклонений.

$E_p \simeq 630$ кэВ (табл. 2). Данное значение α нетипично для коротких гамма-всплесков, которые в среднем характеризуются более быстро спадающим спектром со значением $\alpha \simeq 0.7$ (см., например, Берджес и др., 2019). Подобное значение спектрального индекса наблюдалось ранее и у других гигантских вспышек SGR (Минаев, Позаненко, 2020б). На рис. 9 в качестве примера представлен интегральный спектр излучения всплеска во временном интервале (–0.02 с, 0.05 с), аппроксимированный с помощью моделей CPL и 2 BB.

Спектральный анализ двух эпизодов GRB 231115A, выделенных при анализе кривых блеска, не выявил существенных различий в параметрах спектральных моделей. В рамках CPL модели фотонный индекс α второстепенного эпизода незначительно больше при неизменном положении экспоненциального завала ($E_p \simeq 630$ кэВ), что может объяснять относительный недостаток мягкого излучения во второстепенном эпизоде.

Мы оценили изотропный эквивалент полной энергии E_{iso} в предположении ассоциации источника с галактикой M82 ($D_L = 3.5$ Мпк) в энергетическом диапазоне 1–10 000 кэВ, проводя экстраполяцию модельного спектра CPL,

полученного в диапазоне 7–3000 кэВ. Он составляет $E_{iso} = (1.28 \pm 0.14) \times 10^{45}$ эрг. Аналогичным образом вычисленная пиковая светимость во временном интервале (–0.02 с, 0.0 с) составляет $L_{iso} = (3.09 \pm 0.44) \times 10^{46}$ эрг с^{–1}.

Для тепловой модели чернотельного излучения (BB) можно оценить радиус излучающей области, используя значение пиковой светимости $L_{iso} = 3.09 \times 10^{46}$ эрг с^{–1} и закон Стефана–Больцмана для излучения с температурой $kT_{bb} = 132$ кэВ. Полученный радиус $R_{bb} \simeq 27$ км по порядку величины соответствует размерам магнитосферы нейтронной звезды.

Таблица 2. Результаты спектрального анализа излучения GRB 231115A по данным *Fermi*/GBM

ΔT , ^a мс	Модель	CSTAT/dof	A, см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹	α ^b	E_p , kT_{bb} ^b кэВ	Поток, ^г 10 ⁻⁷ эрг см ⁻²
(-20, 50)	BB	485/412	$(3.33^{+0.67}_{-0.58}) \times 10^{-6}$	—	135 ± 8	7.50 ± 0.50
	CPL	471/411	$(6.27^{+0.72}_{-0.65}) \times 10^{-2}$	-0.34 ± 0.20	637^{+71}_{-58}	7.25 ± 0.46
	2BB	466/410	$(4.6^{+3.9}_{-2.1}) \times 10^{-5}$	—	36^{+10}_{-7}	7.55 ± 0.50
(-20, 0)			$(1.62^{+0.55}_{-0.46}) \times 10^{-6}$	—	162^{+16}_{-13}	
	BB	435/412	$(6.3^{+1.7}_{-1.3}) \times 10^{-6}$	—	132 ± 10	3.71 ± 0.32
	CPL	423/411	$(1.18^{+0.17}_{-0.15}) \times 10^{-1}$	-0.20 ± 0.23	631^{+92}_{-72}	3.50 ± 0.30
	2BB	419/410	$(1.56^{+1.80}_{-0.83}) \times 10^{-4}$	—	29^{+10}_{-7}	3.72 ± 0.32
			$(3.2^{+1.3}_{-1.0}) \times 10^{-4}$	—	156^{+18}_{-15}	
(0, 50)	BB	438/412	$(2.22^{+0.71}_{-0.55}) \times 10^{-4}$	—	137 ± 13	3.82 ± 0.38
	CPL	433/411	$(4.17^{+0.78}_{-0.67}) \times 10^{-2}$	-0.47 ± 0.31	635^{+114}_{-84}	3.74 ± 0.35
	2BB	432/410	$(1.7^{+2.7}_{-1.1}) \times 10^{-5}$	—	44^{+22}_{-14}	3.85 ± 0.38
			$(9.9^{+5.9}_{-4.9}) \times 10^{-7}$	—	168^{+32}_{-22}	

^a — Временной интервал относительно триггера *Fermi*/GBM.^b — Фотонный индекс жесткой степенной компоненты.^b — Энергия спектрального пика $E_p = E_c (2 - \alpha)$, где E_c — энергия экспоненциального завала из уравнения (1) или kT_{bb} для моделей BB и 2BB.^г — Интегральный по времени поток излучения в диапазоне 10–1000 кэВ.

ПОПУЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ВСПЛЕСКА

Интересно сравнить полученные значения длительности и энергетики всплеска GRB 231115A с параметрами других транзиентных гамма-явлений.

Корреляция $E_{p,i} - E_{iso}$

В работе (Минаев, Позаненко, 2020а) было показано, что корреляция между изотропным эквивалентом полной энергии, излученной в гамма-диапазоне, E_{iso} и положением экстремума в энергетическом спектре νF_ν в системе источника всплеска, $E_{p,i}$ (формула (2), Голенецкий и др., 1983; Амати и др., 2002), может быть эффективно использована для классификации гамма-всплесков.

Этому способствует тот наблюдательный факт, что данная корреляция для различных типов гамма-всплесков описывается степенным законом с единым показателем степени $a \simeq 0.4$, при этом область корреляции гамма-всплесков типа I находится выше области корреляции всплесков типа II. В дальнейшем, в работе (Минаев, Позаненко, 2020б) были дополнительно рассмотрены известные гигантские вспышки источников SGR,

и оказалось, что они также подчиняются аналогичной корреляции с показателем степени $a \simeq 0.3$ и занимают изолированное положение на диаграмме $E_{p,i} - E_{iso}$. Это дало возможность включить их в систему классификации, предложенную Минаевым, Позаненко (2020а).

$$\lg\left(\frac{E_{p,i}}{100 \text{ кэВ}}\right) = a \lg\left(\frac{E_{iso}}{10^{51} \text{ эрг}}\right) + b. \quad (2)$$

Для исследования положения GRB 231115A на диаграмме $E_{p,i} - E_{iso}$ использовалась выборка из 316 гамма-всплесков и 7 гигантских вспышек магнитаров, а также результаты анализа корреляции $E_{p,i} - E_{iso}$ для этой выборки, опубликованные в работах (Минаев, Позаненко, 2020а, б, 2021). Соответствующая диаграмма $E_{p,i} - E_{iso}$ представлена на рис. 10. Очевидно, что положение GRB 231115A на диаграмме позволяет однозначно классифицировать его как гигантскую вспышку магнитара. На рисунке также показана траектория источника на диаграмме в зависимости от его красного смещения. Событие может быть классифицировано как короткий гамма-всплеск, начиная с красного смещения $z = 0.12$ (точка пересечения траектории с границей области корреляции коротких гамма-всплесков).

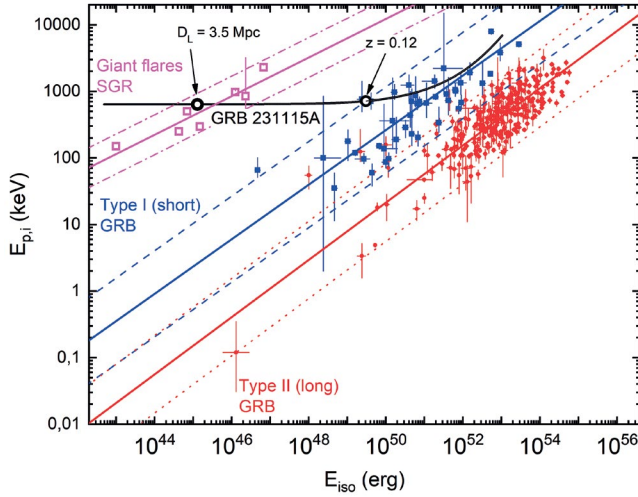


Рис. 10. Корреляция $E_{p,i} - E_{iso}$ для гамма-всплесков типа I (синие квадраты), типа II (красные кружки) и гигантских вспышек SGR (розовые незаполненные квадраты) с соответствующими результатами аппроксимации, в том числе $2\sigma_{cor}$ областями корреляции, показанных соответствующими цветами. Черной кривой показана траектория GRB 231115A в зависимости от красного смещения, положение для $D_L = 3.5$ Мпк и $z = 0.12$ отмечено незаполненными черными кружками.

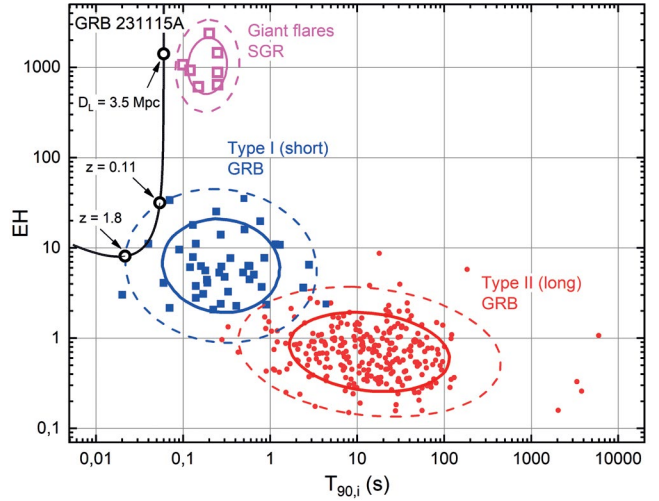


Рис. 11. Диаграмма $T_{90,i} - EH$ для гамма-всплесков типа I (синие квадраты), типа II (красные кружки) и гигантских вспышек SGR (розовые незаполненные квадраты) с соответствующими результатами кластерного анализа, $1\sigma_{cor}$ и $2\sigma_{cor}$ области кластера показаны жирными сплошными и тонкими штриховыми кривыми соответствующих цветов. Черной кривой показана траектория GRB 231115A в зависимости от красного смещения. Положение для $D_L = 3.5$ Мпк, а также положения на траектории для ассоциации источника с короткими гамма-всплесками $z = 0.11$ и $z = 1.8$ отмечены незаполненными черными кружками.

Диаграмма $T_{90,i} - EH$

Для решения задачи классификации гамма-всплесков в работе (Минаев, Позаненко, 2020a) был предложен еще один метод, использующий помимо особенностей корреляции $E_{p,i} - E_{iso}$ бимодальность распределения гамма-всплесков по длительности в системе отсчета источника $T_{90,i}$. Для этой цели был введен параметр EH (формула (3)), характеризующий положение гамма-всплеска на диаграмме $E_{p,i} - E_{iso}$:

$$EH = \frac{(E_{p,i} / 100 \text{ кэВ})}{(E_{iso} / 10^{51} \text{ эрг})^{0.4}}. \quad (3)$$

На рис. 11 представлена диаграмма $T_{90,i} - EH$ для 316 гамма-всплесков и 7 гигантских вспышек магнитаров из работ (Минаев, Позаненко, 2020a, б, 2021). Гамма-всплески типа I по сравнению с гамма-всплесками типа II обладают большей жесткостью спектра $E_{p,i}$ при меньшем значении полной энергии E_{iso} и, как следствие, большим значением параметра EH , и при этом имеют меньшую длительность $T_{90,i}$. Гигантские вспышки SGR имеют ту же длительность, что и гамма-всплески типа I, но гораздо меньшую энергетику при сходной жесткости спектра, что проявляется в большом значении

параметра EH . Таким образом, диаграмму $T_{90,i} - EH$ также можно использовать не только для классификации гамма-всплесков, но и для отделения гигантских вспышек SGR от гамма-всплесков типа I. Всплеск GRB 231115A однозначно классифицируется как гигантская вспышка SGR, находясь в непосредственной близости от соответствующего кластера событий (параметр $EH = 1450$). На рисунке также показана траектория на диаграмме в зависимости от красного смещения источника. Событие может быть классифицировано как короткий гамма-всплеск в интервале красных смещений от $z = 0.11$ до $z = 1.8$ (точки пересечения траектории с границами области кластера коротких гамма-всплесков).

НАБЛЮДЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Среди оптических наблюдательных сетей, первым на оповещение о регистрации GRB 231115A от *Fermi*/GBM (Далесси и др., 2023) откликнулся обзорный телескоп GROWTH-India, который начал наблюдения области локализации с 2023-11-15 16^h47^m58^s140 UT. Кумар и др. (2023a) сообщили об обнаружении кандидата AT 2023xvj в оптическое послесвечение GRB 231115A в крыле галактики

Таблица 3. Телескопы GRB-IKI-FuN, использованные в наблюдениях GRB 231115A

Обсерватория	Телескоп	D, м ^a	FoV, ^b	Местонахождение
АбАО/ GENAO	AS-32	0.7	44.'4 × 44.'4	Абастумани, Грузия
МСОТ- Китаб	RC-36	0.36	43.'7 × 43.'7	Китаб, Узбекистан

^a — Диаметр зеркала телескопа.^b — Поле зрения телескопа.

М82 через 1.19 часа после триггера *Fermi*/GMB. На момент обнаружения источник имел координаты R.A. = 09^h56^m00^s.2 ± 0.''6, Decl. = 69°40'29.''2 ± 0.''6 (эпоха J2000) и блеском ~19.2 mag в фотометрической полосе *r'*. Независимо от GROWTH-India, оптические наблюдения с целью поиска оптического компонента GRB 231115A проводились и многими другими инструментами (см. раздел Наблюдения). Однако, источник, объявленный в циркуляре Кумара и др. (2023a), так и не был найден. Позднее Кумар и др. (2023b) сообщили об ошибке, допущенной в их предыдущем циркуляре (Кумар и др. 2023a). Ошибка возникла при вычитании изображения-шаблона родительской галактики, полученной обзором PanSTARRS DR1 (Чамберс и др., 2016), на котором присутствуют артефакты.

Две группы исследователей обнаружили несколько кандидатов в транзиентные источники в области локализации всплеска системой IBAS обсерватории INTEGRAL. Так, Перли и др. (2023) обнаружили красный источник с координатами R.A. = 09^h55^m30^s.7, Decl. = +69°40'23.''28, а Ху и др. (2023) — еще один красный источник W231115b с координатами R.A. = 09^h55^m88^s.1, Decl. = 69°41'28.''5, который имел видимый блеск $r = 21.26 \pm 0.08$. Ху и др. (2023) обнаружили также источник, в последствии найденный Перли и др. (2023), который был обозначен как W231115a. Видимая звездная величина данного источника составила $r = 20.54 \pm \pm 0.04$. По-видимому это источники в диске галактики М82, но не связанные с GRB 231115A. Можно указать несколько причин, почему эти источники не были обнаружены ранее: значительный градиент фонового излучения галактики М82, большая плотность источников в диске галактики, значительное поглощение оптического излучения пылью, а также недостаточная предельная звездная величина инструментов наблюдения.

В свою очередь, мы также провели наблюдения, используя сеть телескопов GRB-IKI-FuN (IKI Gamma-Ray Burst Follow-up Network, Вольнова и др., 2021) с целью поиска возможного оптического компонента GRB 231115A. Список

используемых телескопов и их основные параметры представлены в табл. 3.

Наблюдения телескопом AS-32/АбАО производились в фотометрической полосе R, в то время как наблюдения на RC-36/МСОТ-Китаб выполнены в чистом свете (без фильтров)². Журнал оптических наблюдений представлен в табл. 4.

Данные наблюдений (изображения) обработаны однородным образом с помощью элементов конвейера по поиску оптических транзиентов APEX v2023.11 (Панков и др., 2022). Согласно методике, описанной Панковым и др. (2022), изображения прошли первичный контроль, калибровку, сложение, астрометрию и дифференциальную фотометрию. Поиск переменных источников осуществлен при помощи вычитания изображения-шаблона родительской галактики М82, снятой на том же инструменте, но в более позднюю эпоху. С этой целью был разработан специальный элемент конвейера APEX `apex_subtract`. Из-за больших угловых размеров М82 на астрономических изображениях (порядка 4×4 угл. мин), вычитание шаблона было необходимой процедурой, чтобы убрать значительный градиент фона галактики М82.

После вычитания мы не обнаружили достоверных кандидатов в оптическое послесвечение GRB 231115A в области локализации, полученной в эксперименте IBIS/ISGRI INTEGRAL (рис. 12). Также не были обнаружены источники из циркуляров GCN Перли и др. (2023) и Ху и др. (2023) — из-за недостаточной проникающей способности, достигнутой в наших наблюдениях.

На рис. 13 красными треугольниками показаны верхние пределы на возможный оптический компонент GRB 231115A, полученные как в наших наблюдениях (отмечены стрелками), так и другими научными группами (табл. 4). Кроме того, на рис. 13 представлены результаты оптических наблюдений других коротких гамма-всплесков с известным красным смещением по данным Фонга и др. (2015) и кривая блеска килоновой GRB 170817A по данным Виллара и др. (2017), приведенные к фотометрическому расстоянию $D_L = 3.5$ Мпк.

Наиболее глубокие верхние пределы на оптическое послесвечение GRB 231115A получены через 10 часов после триггера (22 зв.вел. в фильтре *r*). Оптические послесвечения других коротких гамма-всплесков (в том числе от килоновой GRB 170817A), наблюдаемые с расстояния $D_L = 3.5$ Мпк,

² Добавлено в корректуру: После сдачи статьи в печать, 8 и 9 декабря 2023 г. (спустя ~21.5 сут после всплеска) были выполнены наблюдения галактики М 82 в спокойном состоянии (когда возможный оптический компонент уже должен был затухнуть) на телескопах в АбАО и Китабе соответственно. Это позволило более точно вычесть вклад галактики М 82 из изображений, полученных нами сразу после всплеска (см. ниже).

Таблица 4. Журнал оптических наблюдений гамма-всплеска GRB 231115A

$t - T_0^a$, сут	ΔT^b , с	Предел зв. вел. ^в	f_ν мкЯн ^г	Фильтр	Обсерватория	Телескоп	GCN
–1.155810	—	20.47	23.6	r	ZTF	Palomar 1.2m	35048
–0.452917	12 × 60	20.1	27.9	L ^д	ORM/SSO	GOTO	35050
0.054688	180	18.8	92.5	clear ^е	МАСТЕР-Тунка	0.4m	35046
0.075023	600	19.5	48.6	Rc	MITSuME	Akeno 0.5m	35057
0.087118	1200	19.8	36.8	Rc	MITSuME	Akeno 0.5m	35057
0.111250	2400	20.2	25.5	Rc	MITSuME	Akeno 0.5m	35057
0.144980	7380	19.9	33.6	Rc	MITSuME	Okayama 0.5m	35057
0.149271	19 × 30 + 123 × 60	18.6 ^ж	111	clear ^е	ISON-Kitab	RC-36	Эта работа
0.418507	7200	22.0	5.75	r	WO	Fraunhofer 2m	35092
0.500000	—	22.0	5.75	r	ORM	TNG	35077
0.447095	89 × 60	19.3 ^ж	58.4	R	AbAO	AS-32	Эта работа
0.500000	2 × 195	21.6	8.32	r	ORM	Liverpool 2m	35067

^а – Время начала экспозиции относительно триггера *Fermi*/GBM.^б – Длительность экспозиции.^в – Верхний предел на уровне 3 стандартных отклонения.^г – Верхний предел на спектральную плотность потока на уровне 3 стандартных отклонений.^д – GOTO широкополосный L фильтр (4000–7000 Å).^е – Чистый свет (без фильтра)^ж – Не исправлено на поглощение в Галактике $E(B - V) = 0.1326$ (Шлафли, Финкбайнер, 2011).

были бы ярче в этот момент времени не менее, чем в 2500 раз (их блеск был бы на уровне 13.5 зв. вел.). Таким образом, полученные верхние пределы на оптический компонент надежно исключают интерпретацию события GRB 231115A как короткого гамма-всплеска. С другой стороны, оптическое излучение могло бы испытать очень сильное поглощение на луче зрения, если источник всплеска находится в дальней от наблюдателя части диска родительской галактики. К сожалению, точности локализации источника недостаточно, чтобы исключить этот вариант.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен детальный анализ спектрально-временных свойств короткого всплеска GRB 231115A в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне по данным космических обсерваторий INTEGRAL и *Fermi* с целью установления природы всплеска. Проведены также ранние наблюдения в оптическом диапазоне телескопами сети GRB-IKI-FuN в попытке найти послесвечение всплеска или ассоциированный с всплеском оптический источник.

В частности, получены следующие результаты:

1. Подтверждена и уточнена ранняя (выполненная в рамках Quick Look анализа автоматической

системой IBAS) локализация всплеска (R.A. = 09^h55^m59^s.28, Decl. = +69°41'40" эпоха 2000.0, неопределенность лучше 1'), также как и его ассоциация с близкой галактикой Сигара (M 82), расположенной на расстоянии $D_L = 3.5$ Мпк. Это позволяет рассматривать как в высшей степени вероятную версию магнитарного происхождения всплеска, т.е. того, что 15 ноября 2023 г. в этой галактике произошла гигантская вспышка ранее неизвестного источника мягких повторных всплесков (SGR). Если версия подтвердится, то это будет первая хорошо локализованная и надежно отождествленная с известной галактикой гигантская вспышка внегалактического SGR.

2. Жесткие рентгеновские и гамма-кривые блеска GRB 231115A имеют традиционный профиль FRED (быстрый подъем — экспоненциальный спад) во всех приборах и во всех диапазонах, за исключением самого мягкого (25–80 кэВ) диапазона телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL, в котором профиль всплеска имел широкую вершину с $\Delta T \sim 60$ мс. Длительное (десятки секунд) продленное излучение, характерное для гигантских вспышек магнетаров, у GRB 231115A обнаружено не было. В то же время полученный верхний предел на интегральный по времени поток продленного излучения не исключает ассоциации всплеска с гигантской вспышкой магнитара.



Рис. 12. То же изображение области локализации всплеска GRB 231115A, что на рис. 5, но после вычитания вклада галактики М 82 в спокойном состоянии (измеренного на телескопе в AS-32 8 декабря 2023 г., когда возможный оптический компонент всплеска уже должен был затухнуть). Как и ранее, зеленые ромбы показывают контуры локализации всплеска в рентгеновском диапазоне третий контур от центра соответствует уровню достоверности 90% (неопределенность $1'.5$). Белые кружки — два предложенных оптических кандидата (Ху и др., 2023, см. текст). Белыми тонкими контурами обозначен профиль галактики М 81. Голубыми контурами — то, что осталось на месте галактики после вычитания (добавлено в корректуре).

3. Кросс-корреляционный анализ кривых блеска в разных энергетических диапазонах по данным монитора *Fermi*/GBM не выявил значимой спектральной задержки. Такое поведение встречается как у коротких гамма-всплесков, так и у гигантских вспышек магнитаров. В то же время, обнаружена заметная эволюция жесткости излучения

(и по данным *Fermi*/GBM, и по данным телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL). Жесткость была в 2–3 раза выше (и даже росла согласно IBIS/ISGRI) в течение первых ~ 40 мс всплеска, а затем быстро уменьшилась и далее оставалась на примерно одном уровне в течение последующих ~ 80 –100 мс.

4. Спектр излучения всплеска содержал две компоненты: жесткую, которая успешно описывалась характерной для гамма-всплесков и магнитаров степенной моделью с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (CPL), и мягкую, которую мы аппроксимировали спектром чернотельной фотосферы с температурой $kT_{bb} \sim 15$ кэВ. На рис. 14 показан широкополосный (3–1500 кэВ) спектр излучения GRB 231115A, реконструированный на основе данных наблюдений телескопов IBIS/ISGRI и JEM–X обсерватории INTEGRAL и монитора гамма-всплесков GBM (его детекторы BGO\01 и NaI\06) обсерватории *Fermi*. В табл. 5 приведены результаты его аппроксимации спектральными моделями 2 BBL и BBL+CPL (последняя модель показана на рисунке сплошной кривой, а ее компоненты – штриховой и пунктирной линией). Из рисунка следует, что модель успешно описывает измеренный спектр излучения всплеска.

Представление спектра всплеска в виде $\nu F_\nu(\nu)$ явно показывает, что основная энергия его излучения содержится в фотонах с $h\nu \sim 500$ –600 кэВ. Важно, что фотонный индекс жесткой компоненты излучения имел пекулярное значение $\alpha \simeq -1.08$, обеспечивающее быстрый рост спектральной плотности излучения $F_\nu \sim E^{2.08}$ с энергией фотонов. Именно благодаря такому почти релей-джинсовскому спектральному индексу жесткое излучение данного всплеска успешно описывалось чернотельным спектром. Столь жесткие степенные “хвосты” в спектрах излучения более характерны для гигантских вспышек магнитаров, чем для коротких гамма-всплесков.

5. Комбинация чернотельных спектров, которая позволяет успешно аппроксимировать спектр излучения GRB 231115A, может возникать в гипотетических моделях испарения первичных черных дыр (см., например, Феган и др., 1978) или падения первичной черной дыры ограниченной массы на сверхмассивную черную дыру (Барко и др., 2021). В этих моделях могут генерироваться очень короткие жесткие гамма-всплески, по-видимому, без послесвечения в рентгеновском и оптическом диапазонах. Однако, полная энергия, излученная в гамма-диапазоне, в этих моделях оказывается существенно меньшей энергии, измеренной от GRB 231115A, что не позволило бы наблюдать такую вспышку в галактике M82.

6. Полученные в работе верхние пределы на поток оптического послесвечения всплеска через 3.6 и 10.7 часов после этого события находятся на несколько порядков величины ниже уровня излучения, которого можно было бы ожидать от коротких гамма-всплесков, связанных со слиянием нейтронных звезд (Канн и др., 2011; Виллар и др., 2017; Пандей и др., 2019). Наши пределы согласуются с результатами оптических наблюдений на других

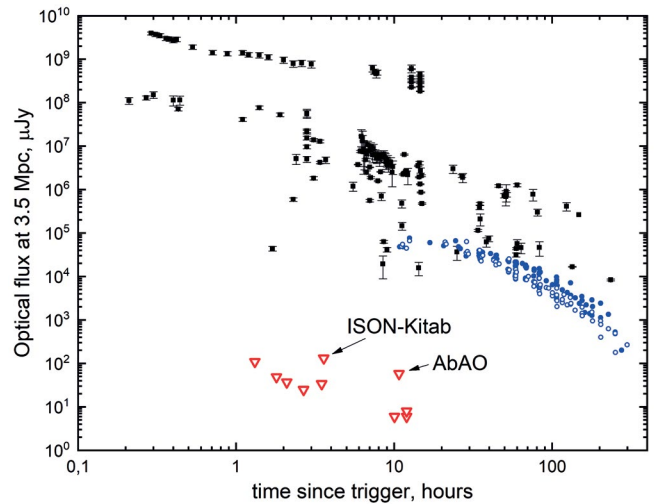


Рис. 13. Оптические наблюдения GRB 231115A в сравнении с кривыми блеска других коротких гамма-всплесков, приведенных к фотометрическому расстоянию $D_L = 3.5$ Мпк. По горизонтали отложено время в часах относительно гамма-триггера *Fermi*/GBM, по вертикали – наблюдаемый поток в мкЯн. Красные незаполненные треугольники – верхние пределы на оптический поток от GRB 231115A по данным табл. 4, черные квадраты – данные оптических наблюдений коротких гамма-всплесков с измеренным красным смещением из работы Фонг и др. (2015), синие заполненные и незаполненные кружки – кривая блеска GRB 170817A в фильтрах r и i , соответственно, по данным Виллара и др. (2017).

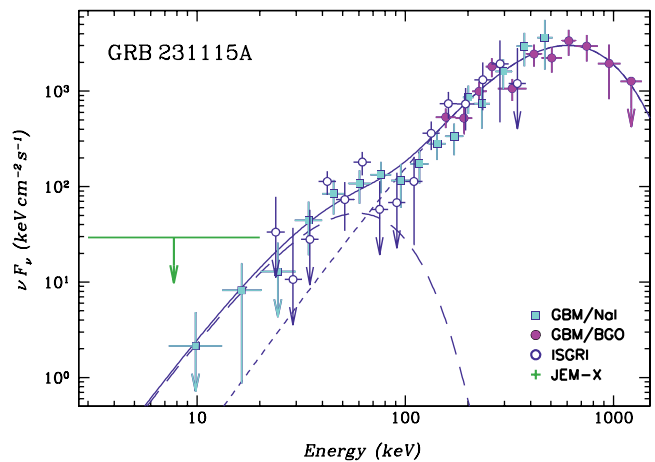


Рис. 14. Широкополосный рентгеновский и гамма-спектр излучения (νF_ν) всплеска GRB 231115A по данным трех приборов: IBIS/ISGRI и JEM–X обсерватории INTEGRAL и GBM (детекторы BGO\01 и NaI\06) обсерватории *Fermi* (диапазон 3–1500 кэВ). Предел JEM–X соответствует одному стандартному отклонению. Спектр накоплен в течение всего всплеска (120 мс). Сплошной линией представлен результат наилучшей аппроксимации спектра моделью BBR+CPL, штриховой и пунктирной линиями – отдельные компоненты модели.

Таблица 5. Результаты анализа широкополосного рентгеновского и гамма-спектра GRB 231115A в диапазоне 3–1500 кэВ по данным обсерваторий INTEGRAL и *Fermi*

Модель	χ^2/N^a	A	α^b	kT_{bb}, E_c^d кэВ	Поток ^e , 10^{-6} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$
BBR	112.4/140	13.0 ± 0.5^g	—	135 ± 4	4.68 ± 0.48
+					
BBR		152 ± 27^g	—	16.0 ± 1.5	0.13 ± 0.04
CPL	113.3/139	2.58 ± 0.67^h	-1.08 ± 0.02	196 ± 8	6.21 ± 0.50
+					
BBR		160 ± 29^g	—	15.1 ± 1.5	0.11 ± 0.04

^a — Минимальное значение χ^2 и число степеней свободы N .^b — Фотонный индекс степенной компоненты $I_{100} (E/100 \text{ кэВ})^{-\alpha}$.^h — Нормировка этой компоненты I_{100} на 100 кэВ [10^{-2} фот $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{кэВ}^{-1}$].^g — Радиус излучающей поверхности R_{bb} [км] на расстоянии $d_L = 3.5$ Мпк.^d — Температура kT_{bb} или энергия экспоненциального завала E_c .^e — Коэффициент кросс-нормировки спектра GBM относительно спектра IBIS/ISGRI.

— Поток излучения в диапазоне 10–1000 кэВ.

телескопах, а также с отсутствием послесвечения в мягком рентгеновском диапазоне. Все это свидетельствует в пользу магнитарной версии происхождения всплеска GRB 231115A.

7. Положение GRB 231115A на диаграммах $E_{p,i} - E_{iso}$ и $T_{90,i} - EH$ подтверждает классификацию всплеска как гигантскую вспышку SGR. При типичных для гамма-всплесков типа I длительности ($T_{90,i} = 0.06$ с) и положении максимума в спектре ($E_{p,i} \sim 640$ кэВ), энергия, излученная во время всплеска в гамма-диапазоне $E_{iso} \sim 10^{45}$ эрг, характерна только для гигантских вспышек SGR.

8. Близость родительской галактики всплеска (М 82) предполагает уверенную регистрацию гравитационно-волнового сигнала от слияния нейтронных звезд (причины коротких гамма-всплесков), который, однако, детекторами LIGO/Virgo/KAGRA обнаружен не был. Это является наиболее сильным доводом в пользу магнитарного происхождения всплеска и против возможности его объяснения слиянием пары нейтронных звезд, произошедшим в этой галактике. Существует, правда, очень маленькая вероятность случайного совпадения положения короткого далекого гамма-всплеска с положением этой галактики. Эту вероятность можно оценить как отношение видимой площади $11'.2 \times 4'.3$ галактики М 82 к полной площади неба $p = 11' \times 4' / (4\pi) = 11' \times 4' (\pi/180/60')^2 (4/\pi) \simeq 3 \times 10^{-7}$ или 3 400 000 к 1 в пользу магнитарной версии всплеска. Более консервативная оценка вероятности в пользу магнитарной гипотезы была приведена Бернсом (2023) — он оценил, как 180 000 к 1.

Все вышесказанное, и особенно последние два пункта, позволяет с уверенностью утверждать, что всплеск GRB 231115A и в самом деле был не коротким гамма-всплеском, связанным со слиянием

нейтронных звезд, а гигантской вспышкой ранее неизвестного магнитара в галактике М 82.

ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ДАННЫМ SPI-ACS

Детектор INTEGRAL/SPI-ACS записывает скорость счета фотонов только в одном широком энергетическом канале 0.085–10 МэВ с временным разрешением 50 мс. Поскольку исследуемый GRB 231115A имел длительность порядка 100 мс, на рис. 3 его кривая блеска по данным SPI-ACS состоит всего из двух последовательных бинов с общей значимостью около 10 стандартных отклонений. Она заметно проигрывает по информативности кривым блеска, измеренным другими приборами.

В то же время данные детектора SPI-ACS позволяют независимо оценить поток излучения GRB 231115A, используя результаты калибровки детектора SPI-ACS (исследования зависимости его эффективной площади от положения источника относительно ориентации спутника INTEGRAL и жесткости его энергетического спектра), основанной на результатах совместной регистрации большого числа гамма-всплесков в экспериментах INTEGRAL/SPI-ACS и *Fermi*/GBM (Минаев, Позаненко, 2023а).

GRB 231115A зарегистрирован в поле зрения апертурных телескопов INTEGRAL (угол между направлением на источник и центром поля зрения $z = 3.8^\circ$), в этом случае эффективная площадь SPI-ACS близка к минимальному значению. Согласно Минаеву, Позаненко (2023а) коэффициент пересчета инструментальных отсчетов SPI-ACS в энергетические единицы эрг см^{-2} в диапазоне 10–1000 кэВ для гамма-всплеска со спектральной жесткостью $E_p = 640$ кэВ, источник которого

в системе координат детектора имеет координаты $(a, z) = (-109.24, 3.8)$, составляет $k = 5.1 \times 10^{-10}$ эрг см $^{-2}$ отсч $^{-1}$. Интегральный поток от GRB 231115A по данным детектора SPI-ACS составляет $F = 1117 \pm 107$ отсч. или $S = kF = (5.7^{+1.7}_{-1.4}) \times 10^{-7}$ эрг см $^{-2}$ в диапазоне 10–1000 кэВ. В расчёте ошибки потока помимо статистической ошибки измерения также учтена систематическая ошибка метода калибровки (см. детали в работе Минаева, Позаненко, 2023а). Полученное значение в пределах ошибки согласуется с измерением потока излучения в рамках спектрального анализа данных монитора *Fermi*/GBM, $S = (7.25 \pm 0.46) \times 10^{-7}$ эрг см $^{-2}$ (см. соответствующий раздел данной работы).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа основана на данных обсерватории INTEGRAL, полученных через ее Российский и Европейский центры научных данных, и обсерватории *Fermi*, полученных через NASA/HEASARC. ПМ благодарен Комитету по распределению наблюдательного времени (ТАС) обсерватории INTEGRAL за поддержку его заявки в INTEGRAL AO-20 # 2040014, в результате которой получены данные наблюдений GRB 231115A.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы (АП, ИЧ, НП, ПМ и СГ) благодарны Российскому Научному Фонду за финансовую поддержку (грант 23-12-00220).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д’Авансо и др. (P.D’Avanzo, E. Palazzi, S. Campana, M.G. Bernardini, and D.B. Malesani), GRB Coordinates Network Rep. **35036**, 1 (2023a).
2. Д’Авансо и др. (P.D’Avanzo, A. Reguitti, L. Tomasella, E. Cappellaro, M.T. Botticella, F. Onori, L. Tartaglia, F. De Luise, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35077**, 1 (2023b).
3. 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).
4. Ан и др. (J. An, S.Q. Jiang, X. Liu, S.Y. Fu, Z.P. Zhu, T.H. Lu, D. Xu, and J.Z. Liu), GRB Coordinates Network Rep. **35091**, 1 (2023).
5. Арно и др. (K.A. Arnaud), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* (Ed.G. Jacoby, J. Barnes), ASP Conf. Ser. **101**, 17 (1996).
6. Ахумада и др. (T. Ahumada, J. Wise, and M. Coughlin), GCN Coordinates Network Rep. **35046**, 1 (2023).
7. Балануца и др. (P. Balanutsa, N. Budnev, O. Gress, A. Sankovich, V. Lipunov, E. Gorbovskey, N. Tiurina, D. Vlasenko, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35046**, 1 (2023).
8. Барко (O. Barco), *MNRAS* **506**, 806, (2021).
9. Барков, Позаненко (M.V. Barkov and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **417**, 2161 (2011).
10. Белкин С.О., Позаненко А.С., Мазаева Е.Д., Вольнова А.А., Минаев П.Ю., Томинага Н., Гребенев С.А., Человеков И.В. и др.), Письма в Астрон. журн. **46**, 839 (2020) [S.O. Belkin, et al., *Astron. Lett.* **46**, 783 (2020)].
11. Белкин и др. (S. Belkin, A.S. Pozanenko, P.Y. Minaev, N.S. Pankov, A.A. Volnova, A. Rossi, G. Stratta, S. Benetti, et al.), *MNRAS* **527**, 11507 (2024).
12. Берджес и др. (J.M. Burgess, J. Greiner, D. Begue, and F. Berlato), *MNRAS* **490**, 927 (2019).
13. Бернс (E. Burns), GRB Coordinates Network Rep. **35038**, 1 (2023).
14. Блинников С.И., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарёв А.Г., Письма в Астрон. журн. **10**, 422 (1984) [S.I. Blinnikov, et al., *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
15. Ведренн и др. (G. Vedrenne, J.-P. Roques, V. Schönfelder, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L63 (2003).
16. Виллар и др. (V.A. Villar, J. Guillochon, E. Berger, B.D. Metzger, P.S. Cowperthwaite, M. Nicholl, K.D. Alexander, P.K. Blanchard, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **851**, L21 (2017).
17. Винклер и др. (C. Winkler, T.J.L. Courvoisier, G. Di Cocco, N. Gehrels, A. Giménez, S. Grebenev, W. Hermsen, J.M. Mas-Hesse, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L1 (2003).
18. Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P. Yu. Minaev, O.A. Burkhonov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, et al.), *MNRAS* **467**, 3500 (2017).
19. Вольнова и др. (A. Volnova, A. Pozanenko, E. Mazaeva, S. Belkin, I. Molotov, L. Elenin, N. Tungalag, D. Buckley), *Anais da Academia Brasileira de Ciencias. Physical Sciences* **93**, id. 1 (2021).
20. Вусли (S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **405**, 273 (1993).
21. Галама и др. (T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, T. Augusteijn, O.R. Hainaut, F. Patat, H. Boehnhardt, et al.), *Nature* **395**, 670 (1998).
22. Герелс и др. (N. Gehrels, J.P. Norris, S.D. Barthelmy, J. Granot, Y. Kaneko, C. Kouveliotou, C.B. Markwardt, P. Meszaros, et al.), *Nature* **444**, 1044 (2006).
23. Голенецкий С.В., Мазец Е.П., Ильинский В.Н., Гурьян Я.А., Письма в Астрон. журн. **5**, 636 (1979) [S.V. Golenetskij, et al., *Sov. Astron. Lett.* **5**, 340 (1979)].
24. Голенецкий и др. (S.V. Golenetskii, E.P. Mazets, R.L. Aptekar, V.N. Ilinskii), *Nature* **306**, 451 (1983).

25. Грегфенстетте, Брайтман (B. Grefenstette and M. Brightman), GRB Coordinates Network Rep. **35066**, 1 (2023).
26. Грубер и др. (D. Gruber, A. Goldstein, V. Weller von Ahlefeld, N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, D. Byrne, W.H. Cleveland, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **211**, 12 (2014).
27. Гупта и др. (R. Gupta, S.R. Oates, S.B. Pandey, A.J. Castro-Tirado, J.C. Joshi, Y.-D. Hu, A.F. Valeev, B.B. Zhang, et al.), *MNRAS* **505**, 4086 (2021).
28. Далесси и др. (S. Dalessi, O.J. Roberts, P. Veres, and C. Meegan), GRB Coordinates Network Rep. **35044**, 1 (2023).
29. Дезалай и др. (J.-P. Dezalay, J.-L. Atteia, C. Barat, M. Boer, F. Darracq, P. Goupil, M. Niel, R. Talon, et al.), *Astrophys. J.* **490**, L17 (1997).
30. Дункан, Томпсон (R.C. Duncan and C. Thompson), *Astrophys. J. Lett.* **392**, L9 (1992).
31. Жианг и др. (S.Q. Jiang, X. Liu, S.Y. Fu, J. An, Z.P. Zhu, T.H. Lu, D. Xu, L.F. Huo, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35056**, 1 (2023).
32. Израель и др. (G.L. Israel, T. Belloni, L. Stella, Y. Rephaeli, D.E. Gruber, P. Casella, S. Dall’Osso, N. Rea, M. Persic, and R.E. Rothschild), *Astrophys. J. Lett.* **628**, L53 (2005).
33. Искандар и др. (A. Iskandar, F. Wang, J. Zhu, L. Wang, X. Zeng, C. Andrade, A. de Ugarte Postigo, D. Akl, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35051**, 1 (2023).
34. Канн и др. (D.A. Kann, S. Klose, B. Zhang, S. Covino, N.R. Butler, D. Malesani, E. Nakar, A.C. Wilson, et al.), *Astrophys. J.* **734**, 96, (2011).
35. Кано и др. (Z. Cano, S.-Q. Wang, Z.-G. Dai, and X.-F. Wu), *Adv. Astron. ID* 8929054 (2017).
36. Картин (A.P. Curtin), GRB Coordinates Network Rep. **35070**, 1 (2023).
37. Коллаборация IceCube (The IceCube Collaboration), GRB Coordinates Network Rep. **35053**, 1 (2023).
38. Коллаборация LIGO и др. (the LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, and the KAGRA Collaboration), GRB Coordinates Network Rep. **35049**, 1 (2023).
39. Коллаборация MAGIC (the MAGIC collaboration), GRB Coordinates Network Rep. **35068**, 1 (2023).
40. Коннатон (V. Connaughton), *Astrophys. J.* **567**, 1028 (2002).
41. Кошут и др. (T. Koshut, W. Paciesas, C. Kouveliotou, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, G.J. Fishman, and C.A. Meegan), *Astrophys. J.* **463**, 570 (1996).
42. Крайдер (A. Crider), arXiv: astro-ph/0601019 (2006).
43. Ксю и др. (W.C. Xue, S.L. Xiong, X.B. Li, and C.K. Li), GRB Coordinates Network Rep. **35060**, 1 (2023).
44. Кувелиоту и др. (C. Kouveliotou, C.A. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, T.M. Koshut, W.S. Paciesas, and G.N. Pendleton), *Astrophys. J.* **413**, L101 (1993).
45. Кувелиоту и др. (C. Kouveliotou, T. Strohmayer, K. Hurley, J. van Paradijs, M.H. Finger, S. Dieters, P. Woods, C. Thompson, and R.C. Duncan), *Astrophys. J.* **510**, L115 (1999).
46. Кумар и др. (R. Kumar, A. Salgundi, V. Swain, Y. Wagh, V. Bhalerao, G.C. Anupama, S. Barway, R. Norboo, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35041**, 1 (2023a).
47. Кумар и др. (R. Kumar, V. Karambelkar, V. Swain, V. Bhalerao, A. Salgundi, Y. Wagh, G.C. Anupama, S. Barway, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35055**, 1 (2023b).
48. Куулкерс и др. (E. Kuulkers, C. Ferrigno, P. Kretschmar, J. Alfonso-Garzón, M. Baab, A. Bazzano, G. Bélanger, I. Benson, et al.), *New Astron. Rev.* **93**, 01629 (2021).
49. Лабанти и др. (C. Labanti, G. Di Cocco, G. Ferro, F. Gianotti, A. Mauri, E. Rossi, J.B. Stephen, A. Traci, and M. Trifoglio), *Astron. Astrophys.* **411**, L149 (2003).
50. Лебран и др. (F. Lebrun, J.P. Leray, P. Lavoocat, J. Crétolle, M. Arqués, C. Blondel, C. Bonnin, A. Boué, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L141 (2003).
51. Леван и др. (A. Levan, B.P. Gompertz, O.S. Salfia, M. Bulla, E. Burns, K. Hotokezaka, L. Izzo, G.P. Lamb, et al.), arXiv:2307.02098 (2023).
52. Липунов и др. (V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, K. Zhirkov, N. Tyurina, P. Balanutsa, A. Kuznetsov, V. Senik, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35039**, 1 (2023a).
53. Липунов и др. (V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, K. Zhirkov, N. Tyurina, P. Balanutsa, A. Kuznetsov, V. Senik, et al.), GRB Coordinates Network Rep. **35042**, 1 (2023b).
54. Лунд и др. (N. Lund, C. Budtz-Jørgensen, N.J. Westergaard, S. Brandt, I.L. Rasmussen, A. Hornstrup, C.A. Oxborrow, J. Chenevez, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L231 (2003).
55. Мазец Е.П., Голенецкий С.В., Гурьян Я.А., Письма в Астрон. журн. **5**, 641 (1979a) [E.P. Mazets, et al., *Sov. Astron. Lett.* **5**, 343 (1979a)].
56. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golentskii, V.N. Il’inskii, R.L. Aptekar, and Iu.A. Guryan), *Nature* **282**, 587 (1979b).
57. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Il’inskii, V.N. Panov, R.L. Aptekar, I.A. Gurian, M.P. Proskura, I.A. Sokolov, Z.I. Sokolova, and I.V. Kharitonova), *Astrophys. Space Sci.* **80**, 3 (1981).
58. Мазец Е.П., Клайн Т.Л., Аптекар Р.Л. и др., Письма в Астрон. журн. **25**, 727 (1999) [E.P. Mazets, T.L. Cline, R.L. Aptekar, P. Butterworth, S.V. Golenetskii, V.N. Il’inskii, V.D. Pal’shin, and D.D. Frederiks, *Astron. Lett.* **25**, 635 (1999)].

59. Мазец и др. (E.P. Mazets, T.L. Cline, R.L. Aptekar, D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, et al.), arXiv: astro-ph/0502541, (2005).
60. Мазец и др. (E.P. Mazets, R.L. Aptekar, T.L. Cline, D.D. Frederiks, J.O. Goldsten, S.V. Golenetskii, K. Hurley, A. von Kienlin, and V.D. Pal'shin), *Astrophys. J.* **680**, 545 (2008).
61. Межарос, Рис (P. Meszaros and M.J. Rees), *Astrophys. J.* **397**, 570 (1992).
62. Межарос (P. Meszaros), *Rep. Progress Phys.* **69**, 2259 (2006).
63. Мерегетти и др. (S. Mereghetti, D. Gotz, C. Ferrigno, E. Bozzo, V. Savchenko, L. Ducci, and J. Borkowski), *GRB Coordinates Network Rep.* **35037**, 1 (2023).
64. Метцгер и др. (B.D. Metzger, E. Quataert, and T.A. Thompson), *MNRAS* **385**, 1455 (2008).
65. Миган и др. (C. Meegan, G. Lichte, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, V. Connaughton, R. Diehl, G. Fishman, et al.), *Astrophys. J.* **702**, 791 (2009).
66. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Лозников В.М., Письма в Астроном. журн. **36**, 744 (2010a) [P. Minaev, A. Pozanenko, and V. Loznikov, *Astron. Lett.* **36**, 707 (2010a)].
67. Минаев и др. (P. Minaev, A. Pozanenko, and V. Loznikov), *Astrophys. Bull.* **65**, 343 (2010b).
68. Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Позаненко А.С., Мольков С.В., Фредерикс Д.Д., Голенецкий С.В., Письма в Астрон. журн. **38**, 687 (2012) [P.Y. Minaev, et al., *Astron. Lett.* **38**, 613 (2012)].
69. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мольков С.В., Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 271 (2014) [P. Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, S.V. Molkov, and S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **40**, 235 (2014)].
70. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Письма в Астрон. журн. **43**, 3 (2017) [P. Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, *Astron. Lett.* **43**, 1 (2017)].
71. Минаев, Позаненко (P. Minaev and A. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020a).
72. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Письма в Астроном. журн. **46**, 611 (2020b) [P. Yu. Minaev, A.S. Pozanenko, *Astron. Lett.* **46**, 573 (2020b)].
73. Минаев, Позаненко (P. Minaev and A. Pozanenko), *MNRAS* **504**, 926 (2021).
74. Минаев, Позаненко (P. Minaev and A. Pozanenko), *MNRAS* **525**, 2411 (2023a).
75. Минаев, Позаненко (P. Minaev and A. Pozanenko), *GRB Coordinates Network Rep.* **35059**, 1 (2023b).
76. Митрофанов И.Г., Аттея Ж.Л., Бара К., Ведренн А.Г., Вильчинская А.С., Долидзе В.С., Дьячков А.В., Жордан Е. и др., Письма в Астрон. журн. **16**, 302 (1990) [I.G. Mitrofanov, et al., *Sov. Astron. Lett.* **16**, 129 (1990)].
77. Накар и др. (E. Nakar, A. Gal-Yam, T. Piran, et al.), *astro-ph/05002148* (2005).
78. 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).
79. Норрис и др. (J.P. Norris, N. Gehrels, and J.D. Scargle), *Astrophys. J.* **717**, 411 (2010).
80. Орли и др. (K. Hurley, S.E. Boggs, D.M. Smith, et al.), *Nature* **434**, 1098 (2005).
81. Осборн и др. (J.P. Osborne, B. Sbarufatti, A. D'Ai, A. Melandri, J.D. Gropp, S. Dichiaro, J.A. Kennea, K.L. Page, et al.), *GRB Coordinates Network Rep.* **35064**, 1 (2023).
82. Палмер и др. (D.M. Palmer, S. Barthelmy, N. Gehrels, R.M. Kippen, T. Cayton, et al.), *Nature* **434**, 1107 (2005).
83. Пандей и др. (S.B. Pandey, Y. Hu, A.J. Castro-Tirado, A.S. Pozanenko, R. Sanchez-Ramirez, J. Gorosabel, S. Guziy, M. Jelinek, et al.), *MNRAS* **485**, 5294, (2019).
84. Панков и др. (N. Pankov, A. Pozanenko, V. Kouprianov, and S. Belkin), *Proc. of the XXIII Inter. Conf. DAMDID/RCDL-2021* (Ed.A. Pozanenko, S. Stupnikov, B. Thalheim, E. Mendez, N. Kiselyova, Moscow, Russia, October 26–29, 2021), *CCIS* **1620**, 104 (2022).
85. Пацейсас и др. (W.S. Paciesas, C.A. Meegan, A. von Kienlin, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, J.M. Burgess, V. Chaplin, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 18 (2012).
86. Пачинский (2005) (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **308**, L43 (1986).
87. Пачинский (B. Paczynski), *Astrophys. J. Lett.* **494**, L45 (1998).
88. Перли и др. (D.A. Perley, K.-R. Hinds, J. Wise, V. Karambelkar, T.F. Ahumada, and M.M. Kasliwal), *GRB Coordinates Network Rep.* **35067**, 1 (2023).
89. Позаненко и др. (A. Pozanenko, V. Loznikov, and R. Preece), *Proceedings of the XLth Rencontres de Moriond* (Ed.J. Dumarchez, J.T. Thanh), 253 (2005).
90. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Y. Minaev, A.A. Volnova, E.D. Mazaeva, A.S. Moskvitin, M.A. Krugov, V.A. Samodurov, V.M. Loznikov, and M. Lyutikov), *Astrophys. J.* **852**, L30 (2018).
91. Позаненко А.С., Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Человеков И.В., Письма в Астроном. журн. **45**, 768 (2019) [A.S. Pozanenko, et al., *Astron. Lett.* **45**, 710 (2019)].
92. Рау и др. (A. Rau, A. von Kienlin, K. Hurley, and G.G. Lichte), *Astron. Astrophys.* **438**, 1175 (2005).
93. Рончини и др. (S. Ronchini, A. Tohuvavohu, J. De-Launay, G. Raman, T. Parsotan, and J.A. Kennea), *GRB Coordinates Network Rep.* **35065**, 1 (2023).
94. Россвог (S. Rosswog), *MNRAS* **376**, L48 (2007).
95. Росси и др., (A. Rossi, B. Rothberg, E. Palazzi, D.A. Kann, P. D'Avanzo, L. Amati, S. Klose, A. Perigo, et al.), *Astrophys. J.* **932**, 1 (2022).

96. Тарнопольский (M. Tarnopolski), *Astrophys. J.* **870**, 105 (2019).
97. Томпсон, Дункан (C. Thompson and R.C. Duncan), *MNRAS* **275**, 255 (1995).
98. Томпсон, Дункан (C. Thompson and R.C. Duncan), *Astrophys. J.* **561**, 980 (2001).
99. Турпин и др. (D. Turpin, W. Thuillot, D. Souami, C. Adami, E. Le Floch, D. Gotz, F. Schussler, A. de Ugarte Postigo, et al.), *GRB Coordinates Network Rep.* **35078**, 1 (2023).
100. Феган и др. (D. Fegan, B. McBreen, D. O'Brien, and C. O'Sullivan), *Nature* **271**, 731 (1978).
101. Фенимор и др. (E.E. Fenimore, J.J.M. in't Zand, J.P. Norris, J.T. Bonnell, and R.J. Nemiroff), *Astrophys. J.* **448**, L101 (1995).
102. Ферочи и др. (M. Feroci, F. Frontera, E. Costa, L. Amati, M. Tavani, M. Rapisarda, and M. Orlandini), *Astrophys. J. Lett.* **515**, L9 (1999).
103. Фонг и др. (W. Fong, E. Berger, R. Margutti, and B.A. Zauderer), *Astrophys. J.* **815**, 2 (2015).
104. Фредерикс Д.Д., Голенецкий С.В., Пальшин В.Д., и др., Письма в Астрон. журн. **33**, 3 (2007a) [D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, V.D. Palshin, R.L. Aptekar, V.N. Ilyinskii, F.P. Oleinik, E.P. Mazets, and T.L. Cline, *Astron. Lett.* **33**, 1 (2007a)].
105. Фредерикс Д.Д., Голенецкий С.В., Пальшин В.Д., и др., Письма в Астрон. журн. **33**, 22 (2007a) [D.D. Frederiks, V.D. Palshin, R.L. Aptekar, S.V. Golenetskii, T.L. Cline, and E.P. Mazets, *Astron. Lett.* **33**, 19 (2007b)].
106. Фредерикс и др. (D. Frederiks, D. Svinkin, A. Lysenko, A. Ridnaia, Yu. Temiraev, A. Tsvetkova, M. Ulanov, and T. Cline), *GRB Coordinates Network Rep.* **35062**, 1 (2023).
107. Хаккила, Прис (J. Hakkila and R. Preece), *Astrophys. J.* **740**, id. 104 (2011).
108. Хаяцу и др. (S. Hayatsu, N. Higuchi, I. Takahashi, M. Sasada, K.L. Murata, M. Niwano, S. Sato, H. Seki, et al.), *GRB Coordinates Network Rep.* **35057**, 1 (2023).
109. Ху и др. (L. Hu, M. Busmann, D. Gruen, A. Palmese, B. O'Connor, A. Riffeser, A. Shankar, and R. Zoeller), *GRB Coordinates Network Rep.* **35092**, 1 (2023).
110. 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** (2016).
111. Чен и др. (T.-W. Chen, C.-S. Lin, A.J. Levan, S. Schulze, M. Fraser, P. D'Avanzo, J. Lyman (Warwick), Y.-C. Cheng, et al.), *GRB Coordinates Network Rep.* **35052**, 1 (2023).
112. Чеунг и др. (C.C. Cheung, M. Kerr, J.E. Grove, R. Woolf, A. Goldstein, C.A. Wilson-Hodge, and M.S. Briggs), *GRB Coordinates Network Rep.* **35045**, 1 (2023).
113. Шлафли, Финкбайнер (E.F. Schlafly, D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
114. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R.X. Adhikari, V.B. Adya, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L12 (2017a).
115. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R.X. Adhikari, V.B. Adya, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L13 (2017b).

ГЛУБОКИЙ ЖЕСТКИЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ОБЗОР ПОЛЯ М81 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ ИНТЕГРАЛ

© 2024 г. Р.А. Кривonos¹*, И.А. Мереминский¹, С.Ю. Сазонов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 07.12.2023 г.

После доработки 07.12.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Проведен глубокий обзор области поля М81 в диапазоне энергий 25–60 кэВ по данным многолетних (2003–2023) наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ. Благодаря большой накопленной экспозиции (19.2 Мс) в центральной части поля достигнута рекордная чувствительность 0.16 мКраб на уровне значимости детектирования 4σ . Полная площадь обзора составила 1004 кв. градусов на уровне чувствительности лучше 0.72 мКраб. Составлен каталог источников, обнаруженных на уровне значимости выше 4σ . Он содержит 51 объект, большинство из которых являются активными ядрами галактик (АЯГ). Медианное красное смещение сейфертовских галактик в каталоге составляет $z = 0.0366$. Шесть источников ранее не регистрировались ни в каких рентгеновских обзорах. По имеющимся косвенным данным все они, а также еще два источника, которые ранее уже попадали в каталоги обзоров обсерватории ИНТЕГРАЛ, тоже могут быть АЯГ, в том числе с сильным внутренним поглощением.

Ключевые слова: обзоры неба, рентгеновские источники, активные ядра галактик.

DOI: 10.31857/S0320010824010026, EDN: ORAPZF

ВВЕДЕНИЕ

Международная астрофизическая лаборатория гамма-лучей ИНТЕГРАЛ (Винклер и др., 2003) — это проект Европейского космического агентства совместно с Роскосмосом и НАСА. Обсерватория была запущена 17 октября 2002 г. с космодрома Байконур ракетой ПРОТОН. Сочетание высокой чувствительности в диапазоне энергий ~20–100 кэВ, большого поля зрения ($28^\circ \times 28^\circ$) и относительно хорошего углового разрешения ($12'$) телескопа с кодирующей маской IBIS (Убертини и др., 2003) дает большие возможности для исследования неба в жестких рентгеновских лучах. За более чем 20 лет работы на орбите обсерватория ИНТЕГРАЛ провела множество наблюдений в самых разных частях неба (Кривonos и др., 2021).

Рентгеновские обзоры, проведенные телескопами обсерватории ИНТЕГРАЛ, служат основой для систематического исследования разных классов объектов: катаклизмических переменных и симбиотических звезд (Лутовинов и др., 2020), маломассивных и массивных рентгеновских двойных систем (Сазонов и др., 2020; Кречмар и др., 2019), активных ядер галактик (АЯГ, Малиция и др. 2020b).

В данной работе представлены результаты глубокого обзора области неба вокруг близкой группы галактик М81 (Караченцев и др., 2002),

составленного по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ, накопленным в разных наблюдениях этого поля за все время ее работы на орбите. Центральная галактика группы — М81 — расположена на расстоянии 3.7 Мпк (Караченцев, Кайсина и Марков, 2018).

ПОЛЕ М81

Для обсерватории ИНТЕГРАЛ внегалактическое поле М81 является уникальным по накопленной экспозиции и достигнутой чувствительности. Изначально это поле наблюдалось в ходе программ, посвященных исследованию спектров ультраярких рентгеновских источников в близких галактиках (М82 X-1, Hol IX X-1, Сазонов, Лутовинов и Кривonos, 2014) и поиску линий радиоактивного распада ^{56}Co после вспышки сверхновой SN2014J типа Ia в галактике М82 (Чуразов и др., 2014). На основе этих данных был составлен глубокий обзор поля М81 (Мереминский и др., 2016). Затем, добавив данные более поздних наблюдений, (Мереминский и др., 2023) получили верхние пределы на болометрическую светимость ($L_{\text{bol}} \lesssim 10^{41}$ эрг с⁻¹) ядер 72 близких карликовых галактик, расположенных в поле М81.

Начиная с 2019 г. по заявкам нашей группы проводятся регулярные наблюдения поля М81 обсерваторией ИНТЕГРАЛ. Основной задачей этого глубокого обзора является поиск сильно поглощенных АЯГ по совокупности данных наблюдений

* Электронный адрес: krivonos@cosmos.ru

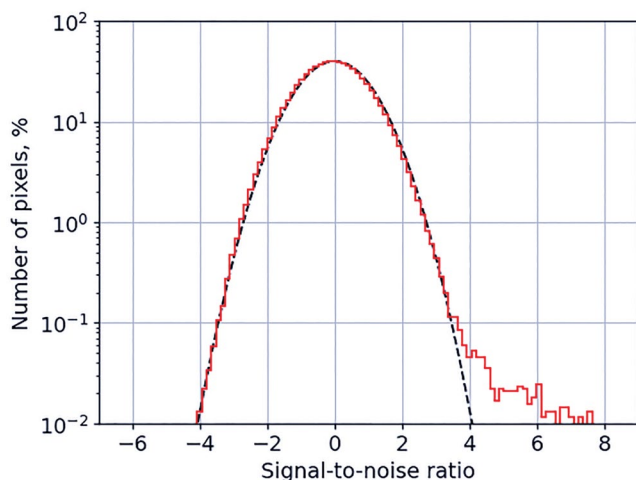


Рис. 1. Распределение значений элементов изображения поля М81 (рис. 2) в единицах отношения сигнал/шум (красная гистограмма). Пунктирной линией показано нормальное распределение со среднеквадратичным отклонением, равным единице.

обсерватории ИНТЕГРАЛ в жестких рентгеновских лучах и обзора всего неба, который, начиная с декабря 2019 года, проводит обсерватория СРГ (Сюняев и др., 2021) в более мягком рентгеновском диапазоне. Благодаря столь длительным наблюдениям в рамках этой и предыдущих программ (полное время экспозиции, поправленное на мертвое время, составило 19.2 мс) к настоящему времени в поле М81 с помощью прибора IBIS/ISGRI (Лебран и др., 2003) удалось достичь предельной чувствительности лучше 0.2 мКраб². Это самый глубокий обзор на внегалактическом небе обсерватории ИНТЕГРАЛ.

АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для построения карты неба были использованы все доступные данные, полученные с марта 2003 по август 2023 г. прибором IBIS/ISGRI в радиусе 18° от галактики М81. Использовался набор программного обеспечения, разработанный в ИКИ РАН (Кривонос и др., 2010; Чуразов и др., 2014).

В связи с постепенной деградацией детекторов телескопа IBIS со временем и связанным с этим повышением нижней границы эффективного диапазона чувствительности с 17 до 25 кэВ для построения обзора был выбран энергетический диапазон 25–60 кэВ. Это позволяет практически исключить влияние систематического приборного

шума, но сопровождается некоторой потерей чувствительности (подробнее см. Кривонос и др., 2022).

Далее, для составления каталога источников мы дополнительно ограничили область обзора контуром, внутри которого достигается чувствительность лучше 0.72 мКраб (6.8×10^{-12} эрг см⁻² с⁻¹) в диапазоне 25–60 кэВ на уровне значимости 4σ. Центральная часть поля определяется координатами RA, Dec = 146.3, 69.9 (FK5, эпоха J2000), где достигается предельная чувствительность 0.16 мКраб (1.5×10^{-12} эрг см⁻² с⁻¹). Для порога детектирования на уровне значимости 4σ ожидаемое количество ложных источников составляет значительно менее одного объекта на все поле. Геометрическая площадь обзора составляет 1004 кв. градусов, что примерно соответствует кругу с радиусом 18°.

Как было сказано выше, благодаря повышению нижней границы энергетического диапазона чувствительность обзора не подвержена систематическому шуму и определяется фотонной статистикой. Для доказательства этого утверждения было построено распределение всех элементов изображения в единицах отношения сигнал–шум, которое показано на рис. 1. Свойства распределения хорошо описываются гауссовой статистикой, за исключением крыла в положительной области, где наблюдается вклад от рентгеновских источников.

На рис. 2 показано рентгеновское изображение поля М81 в диапазоне 25–60 кэВ, накопленное за полное время экспозиции 19.2 Мс. На рис. 3 показано изображение центральной части обзора в увеличенном масштабе.

КАТАЛОГ ИСТОЧНИКОВ

Детектирование источников проводилось с помощью процедур, описанных в статье Кривонос и др. (2022). В табл. 1 представлен список из 51 объекта, зарегистрированных на уровне значимости выше 4σ. Точность позиционирования источников, обнаруженных телескопом с кодирующей апертурой IBIS, зависит от значимости их детектирования (Грос и др., 2003). Согласно оценкам, сделанным в работе Кривонос и др. (2007), доверительный интервал на уровне 68% для значимости детектирования 5–6, 10 и >20σ, составляет 2.1', 1.5' и <0.8' соответственно.

В нашей предыдущей работе (Мереминский и др., 2016) в области поля М81 по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ было зарегистрировано 37 источников на уровне значимости выше 4.5σ. Таким образом, за счет практически удвоенной экспозиции (19.2 против 9.7 Мс) и слегка пониженного порога детектирования (4σ) нам удалось обнаружить значительно больше объектов

² Поток в 1 мКраб в диапазоне 25–60 кэВ соответствует 9.73×10^{-12} эрг см⁻² с⁻¹, в предположении спектральной модели Крабовидной Туманности 10 (E/1 кэВ)^{-2.1} фот. см⁻² с⁻¹ кэВ⁻¹.

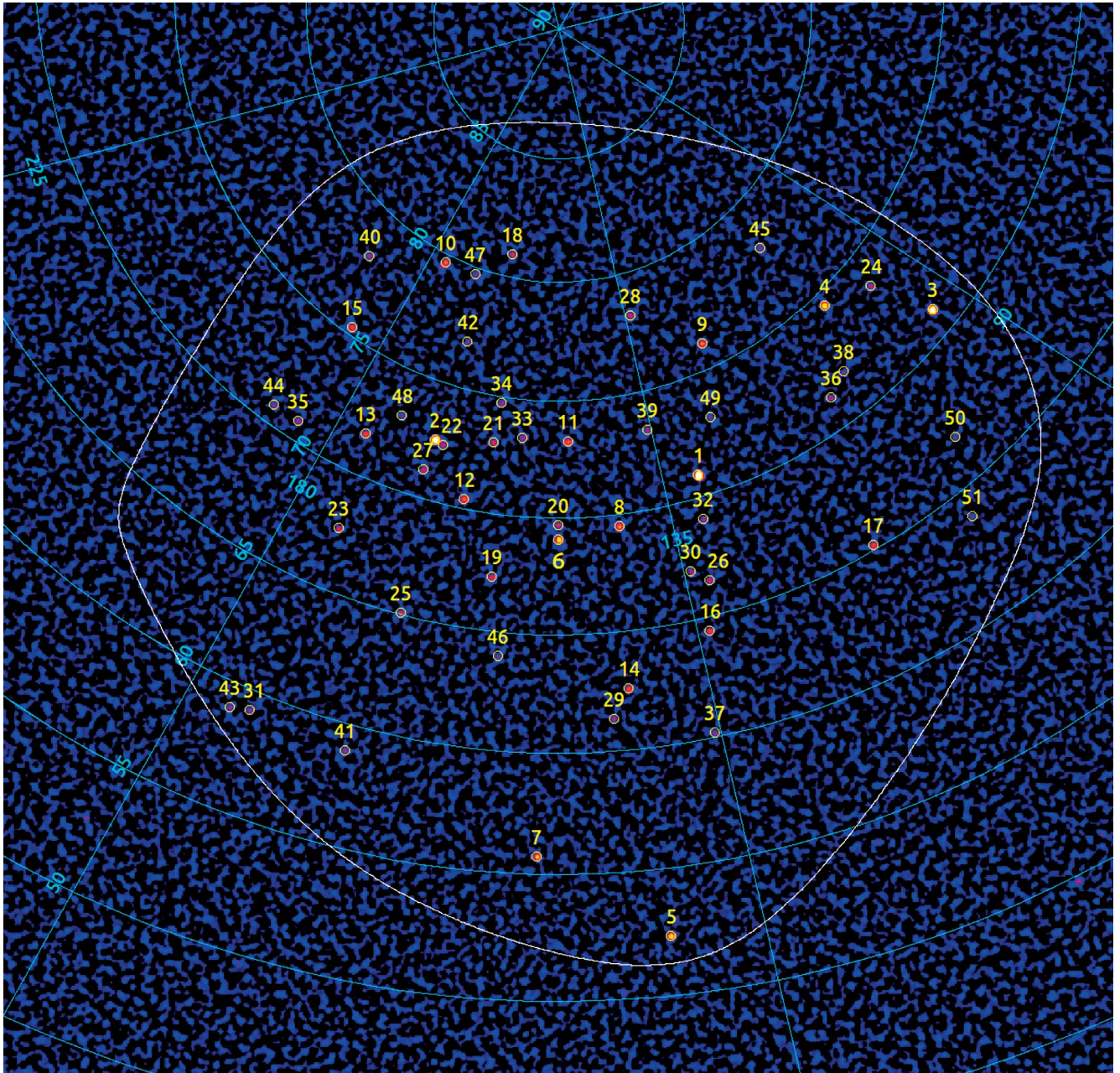


Рис. 2. Карта области неба около галактики M81 (источник под номером 6) в диапазоне энергий 25–60 кэВ по данным телескопа IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ, накопленным за время экспозиции 19.2 Мс (с учетом мертвого времени). Номера источников, отсортированные по значимости детектирования, соответствуют номерам в табл. 1. Белый контур ограничивает область обзора, в которой чувствительность превышает 0.72 мКраб. В этой области проводилось детектирование источников. Полный размер изображения составляет $48^\circ \times 48^\circ$. Координатная сетка отображает экваториальную систему координат, в верхней части изображения виден северный полюс.

в том же поле. Три источника, IGR J11030+7027, IGR J07563+5919 и IGR J10380+8435, из каталога Мериминский и др. (2016) не были обнаружены в текущем обзоре. Это может быть связано с их переменностью. Однако нельзя исключить и возможность ложного детектирования каких-то из них. С другой стороны, по сравнению с работой

Мериминский и др. (2016) в текущем обзоре добавилось 15 новых источников.

Мы провели отождествление и классификацию источников из нового каталога поля M81, используя общедоступные астрономические базы данных, такие как SIMBAD Astronomical Database (Венгер и др., 2000) и NASA/IPAC Extragalactic

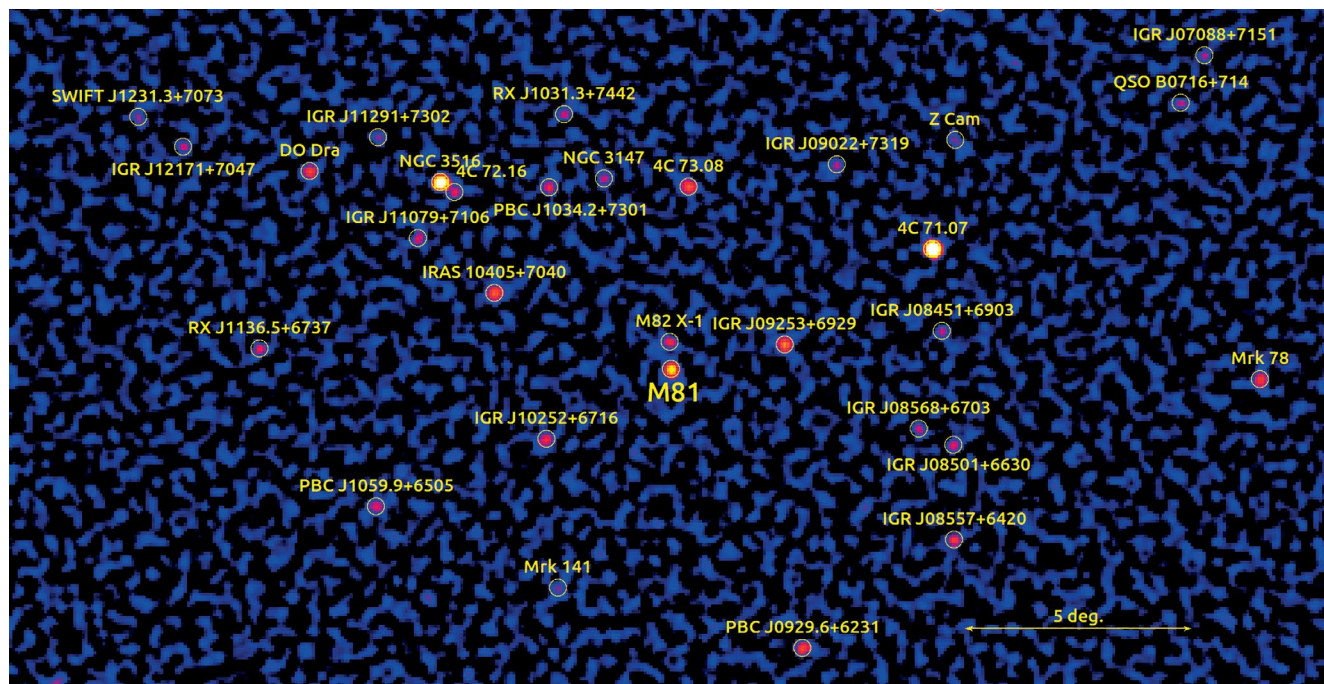


Рис. 3. Центральная часть рентгеновского изображения поля M81 в увеличенном масштабе, с названиями источников.

Database³ (NED), и астрофизическую литературу. Для близких внегалактических объектов использовались оценки расстояний из Extragalactic Distance Database (Талли и др., 2023). Полученная выборка в основном состоит из АЯГ. Это 32 сейфертовские галактики, 1 галактика типа LINER (т.е. в ядре наблюдается слабая активность) — M81, 6 блазаров и 8 кандидатов в АЯГ, которые будут подробно обсуждаться ниже. Кроме того, в каталоге присутствует один ультраяркий рентгеновский источник (M82 X-1) и три катаклизмических переменных в нашей Галактике.

На рис. 4 показана диаграмма расстояние — светимость (в диапазоне 25–60 кэВ) для внегалактических источников в обзоре поля M81 обсерватории ИНТЕГРАЛ. На рис. 5 показано распределение красных смещений АЯГ и кандидатов в АЯГ. При построении этих графиков был исключен источник IGR J11058+5852, который, по-видимому, состоит из двух неразрешенных источников SWIFT J1105.7+5854A и SWIFT J1105.7+5854B — известных сейфертовских галактик, расположенных на разных красных смещениях (см. ниже).

Медианное значение красного смещения подтвержденных сейфертовских галактик и кандидатов в АЯГ в новом каталоге составляет

$z_{\text{med}} = 0.0366$. Благодаря сколлимированному в нашу сторону излучению блазары, несмотря на свою редкость во Вселенной, могут регистрироваться с гораздо больших расстояний и имеют гораздо большие наблюдаемые светимости. Для сравнения, в каталоге 70 месячного жесткого рентгеновского обзора всего неба Свифт/ВАТ (Ричи и др., 2017) медианное значение красного смещения 731 АЯГ, за исключением блазаров, составляет $z_{\text{med}} = 0.0367$, а в каталоге 17-летнего обзора всего неба обсерватории ИНТЕГРАЛ (Кривонос и др., 2022) $z_{\text{med}} = 0.029$ на основе выборки 331 АЯГ за исключением блазаров. Все упомянутые обзоры, включая глубокий обзор поля M81 обсерватории ИНТЕГРАЛ, эффективно просматривают лишь относительно близкую Вселенную (на расстояниях меньше нескольких сотен Мпк), поэтому получающаяся статистика АЯГ определяется сочетанием карты экспозиции и крупномасштабной структуры Вселенной в области конкретного обзора.

ПЕРЕСЕЧЕНИЯ С ДРУГИМИ КАТАЛОГАМИ

Большинство объектов в новом каталоге обзора поля M81 обсерватории ИНТЕГРАЛ уже были известны ранее как рентгеновские источники. Мы сопоставили каталог с каталогами ряда рентгеновских обзоров всего неба, отыскивая партнеров в радиусе ошибок вокруг источников из нашего каталога.

³ Финансируется НАСА, поддерживается Калифорнийским технологическим институтом.

Таблица 1. Каталог рентгеновских источников, зарегистрированных в поле M81 по данным телескопа IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ в диапазоне 25–60 кэВ. Источники перечислены в порядке убывания значимости детектирования (S/N)

№	Название	RA (J2000)	Dec (J2000)	Поток мКраб	S/N	z	Тип	Обзоры ^{a)}	Заметки, ссылки
1	4C 71.07	130.3376	70.9024	2.95 ± 0.05	63.7	2.1720	Blazar	1–4	D = 3.61 Мпк D = 20.61 Мпк
2	NGC 3516	166.7135	72.5649	2.13 ± 0.05	44.3	0.0088	Sy1.5	1–4	
3	Mrk 3	93.8886	71.0396	6.07 ± 0.15	39.3	0.0135	Sy2	1–4	
4	Mrk 6	103.0381	74.4317	2.35 ± 0.10	23.3	0.0195	Sy2	1–4	
5	Mrk 110	141.3090	52.2853	3.51 ± 0.16	22.2	0.0350	Sy1	1–4	
6	M81	148.8602	69.0720	0.79 ± 0.04	19.9		LINER	1–4	
7	NGC 3079	150.4961	55.6897	1.82 ± 0.10	17.4	0.0037	Sy2	1–3	
8	IGR J09253+6929	141.4370	69.4772	0.55 ± 0.04	13.7	0.0398	Sy1.5	1–4	
9	PG 0804+761	122.8281	76.0597	0.78 ± 0.06	12.9	0.1000	Sy1	1–4	
10	1ES1141+79.9	176.3406	79.6691	1.02 ± 0.08	12.4	0.0065	Sy1.2	1–4	
11	4C 73.08	147.4671	73.2467	0.49 ± 0.04	11.8	0.0580	Sy2 (NLRG)	1–3	D = 3.53 Мпк
12	IRAS10405+7040	161.0241	70.4123	0.51 ± 0.04	11.7	0.0336		1–3	
13	DO Dra	175.9362	71.7171	0.63 ± 0.06	10.6		CV	1–4	
14	PBC J0929.6+6231	142.3670	62.5556	0.54 ± 0.05	10.5	0.0256	Sy2	1–3	
15	Mrk 205	185.4558	75.3079	0.84 ± 0.08	10.1	0.0709	Sy1	1–4	
16	IGR J08557+6420	133.8026	64.3936	0.51 ± 0.05	9.9	0.0362	Sy2	1–3	
17	Mrk 78	115.7189	65.1813	0.80 ± 0.09	9.2	0.0379	Sy2	3	
18	6C 103912+811006	161.2189	80.9152	0.64 ± 0.08	8.2	1.2600	Blazar	1–3	
19	IGR J10252+6716	156.3028	67.2989	0.32 ± 0.04	7.7	0.0386	Sy2	1–3	
20	M82 X-1	148.9556	69.6963	0.30 ± 0.04	7.6		ULX	1–4	MCG+11-11-029
21	PBC J1034.2+7301	158.4465	73.0057	0.32 ± 0.04	7.3	0.0220	Sy2	1–3	
22	4C 72.16	165.4542	72.4318	0.34 ± 0.05	7.3	1.4600	Blazar	1,2	
23	RX J1136.5+6737	174.1284	67.5920	0.43 ± 0.06	7.2	0.1342	Blazar	1–4	
24	MU Cam	96.4044	73.5744	0.93 ± 0.13	7.2		CV	1–4	
25	PBC J1059.9+6505	165.0025	65.0632	0.35 ± 0.05	6.7	0.0836	Sy2	3,4	
26	IGR J08501+6630	132.5434	66.4836	0.32 ± 0.05	6.6	0.0370	AGN?	1,2	
27	IGR J11079+7106	167.0707	71.1865	0.32 ± 0.05	6.6	0.0600	AGN	1–3	
28	NGC 2655	133.8822	78.2078	0.39 ± 0.06	6.6	0.0050	Sy2	1–3	
29	IRAS 09320+6134	143.9668	61.3389	0.35 ± 0.06	6.2	0.0394	Sy1	1–3	
30	IGR J08568+6703	134.2313	67.0334	0.28 ± 0.05	6.1		AGN?		PBC J0857.3+6704
31	SBS 1136+594	174.7757	59.1829	0.79 ± 0.13	5.9	0.0612	Sy1	3,4	LEDA 24565
32	IGR J08451+6903	131.3212	69.0492	0.27 ± 0.05	5.9	0.0405	AGN?		
33	NGC 3147	154.2565	73.3686	0.25 ± 0.04	5.8	0.0099	Sy2	3	[?]
34	RX J1031.3+7442	158.1377	74.7052	0.27 ± 0.05	5.8	0.1230	Blazar	3,4	
35	IGR J12171+7047	184.3606	70.7967	0.46 ± 0.08	5.7	0.0067	AGN	1,2	В скоплении Abell 565? MCG+12-09-029
36	QSO B0716+714	110.4952	71.3127	0.44 ± 0.08	5.5	0.3100	Blazar	1,2	
37	Mrk 18	135.4907	60.1509	0.39 ± 0.07	5.5	0.0111	Sy2	3	
38	IGR J07088+7151	107.1802	71.8305	0.48 ± 0.09	5.5	0.1054	AGN?		
39	IGR J09022+7319	135.5513	73.3271	0.24 ± 0.04	5.4	0.0371	AGN?		

Таблица 1. Окончание

№	Название	RA (J2000)	Dec (J2000)	Поток мКраб	S/N	z	Тип	Обзоры ^{a)}	Заметки
40	IGR J12418+7805	190.5876	78.1117	0.56 ± 0.10	5.3	0.0221	Sy1.9	1,2	
41	IGR J11058+5852	166.4717	58.8819	0.50 ± 0.10	5.2	0.1910	Sy1	1–3	1) SWIFT J1105.7+5854B
						0.0476	Sy2		2) SWIFT J1105.7+5854A
42	PG 1100+772	166.1402	76.9426	0.28 ± 0.06	4.9	0.3115	Sy1	3,4	
43	SWIFT J1145.2+5905	176.3217	58.9800	0.74 ± 0.15	4.9	0.0079	Sy2	3	
44	SWIFT J1231.3+7073	187.9397	70.7567	0.45 ± 0.09	4.8	0.2080	Sy1.2	1–3	
45	IGR J06571+7802	104.3319	77.9851	0.48 ± 0.10	4.6		AGN?	1,2	NVSS J065745+780059
46	Mrk 141	154.7628	63.9507	0.22 ± 0.05	4.6	0.0417	Sy1	3	
47	PBC J1113.6+7942	168.8534	79.7113	0.34 ± 0.07	4.6	0.0372	Sy2	1,3	
48	IGR J11291+7302	172.2946	73.0448	0.25 ± 0.05	4.5	0.0214	AGN?		UGC6473
49	Z Cam	126.1507	73.0603	0.22 ± 0.05	4.3		CV	3	
50	IGR J06507+6647	102.6886	66.7964	0.56 ± 0.13	4.2		AGN?		NVSS J065026+664937
51	IGR J07064+6353	106.6215	63.8969	0.60 ± 0.15	4.1	0.0140	Sy1.8	4	SRGA J070637.0+635109

^{a)} Источник есть также в следующих каталогах: 1 — обзор поля М81 ИНТЕГРАЛ (Мереминский и др., 2016), 2 — 17-летний обзор всего неба ИНТЕГРАЛ (Кривонос и др., 2022), 3 — 105-месячный обзор всего неба Свифт/БАТ (Ох и др., 2018), 4 — обзор всего неба СРГ/ART-XC (Сазонов и др., 2024).

В работе Кривонос и др. (2022) был представлен актуальный (основанный на 17 годах наблюдений) каталог источников обзора всего неба обсерватории ИНТЕГРАЛ, обнаруженных в диапазоне энергий 17–60 кэВ. Общими для двух каталогов являются 33 источника. Три источника из каталога Кривонос и др. (2022), IGR J10380+8435, IGR J11030+7027 и IGR J07563+5919, не превысили порог детектирования в текущем обзоре М81. Причем эти источники ранее регистрировались в этом поле в работе Мереминский и др. (2016), в которой использовался диапазон энергий 17–60 кэВ. По всей видимости, эти источники имеют относительно мягкие рентгеновские спектры, что не позволило их зарегистрировать на достаточно высоком уровне значимости после поднятия нижней границы энергетического диапазона с 17 до 25 кэВ в текущем обзоре.

Среди рентгеновских обзоров других обсерваторий наиболее схожим по диапазону энергий является уже упоминавшийся выше обзор всего неба телескопом БАТ (Бартельми и др., 2005) обсерватории Свифт им. Герельса (Герельс и др., 2004). Кросс-корреляция с каталогом источников, обнаруженных за 105 месяцев в диапазоне энергий 14–195 кэВ (Ох и др., 2018), выявила 38 пересечений

с новым каталогом обзора М81 обсерватории ИНТЕГРАЛ. Остальных 13 источников из нашего каталога нет в каталоге Ох и др. (2018).

Недавно был выпущен новый каталог источников, обнаруженных телескопом ART-XC им. Павлинского обсерватории Спектр-РГ в диапазоне энергий 4–12 кэВ по сумме пяти обзоров всего неба (Сазонов и др., 2024). С этим каталогом найдено 19 пересечений в текущем каталоге поля М81 обсерватории ИНТЕГРАЛ.

Шесть источников, обнаруженных в обзоре поля М81 обсерватории ИНТЕГРАЛ, не регистрировались ранее ни в одном из упомянутых выше рентгеновских обзоров всего неба.

**НОВЫЕ ИСТОЧНИКИ,
ОБНАРУЖЕННЫЕ В ХОДЕ ОБЗОРА**

Ряд источников в новом каталоге (см. табл. 1) ранее были неизвестны или плохо изучены. Мы попытались отождествить и предварительно классифицировать эти объекты на основе информации, имеющейся в разных астрономических каталогах. Эти случаи обсуждаются ниже.

№ 26. IGR J08501+6630

В области локализации этого источника прибором IBIS выделяется галактика MCG+11-11-029 на красном смещении $z = 0.0370$, наблюдаемая с ребра. С ней можно связать радиоисточник ILT J085033.04+662916.2 из обзора LOFAR (Шимвелл и др., 2022). При этом инфракрасный (ИК) цвет галактики по данным каталога ALLWISE (Катри и др., 2021), $W1 - W2 \approx 0.2$, более характерен для обычных галактик, чем для АЯГ. Тем не менее можно предположить, что мы имеем дело с поглощенным АЯГ, так как из-за ориентации галактики на небе ее ядро может скрываться от наблюдателя за толщей межзвездного вещества.

№ 30. IGR J08568+6703

Этот источник включен в неопубликованный третий Палермовский⁴ каталог жестких рентгеновских источников Свифт/BAT (Third Palermo-BAT Catalog, 3PBC⁵). По данным наблюдений телескопа XRT обсерватории Свифт он был отождествлен с мягким рентгеновским источником 2SXPS J085656.3+670255 (Эванс и др., 2020), который, в свою очередь, можно отождествить с протяженным объектом WISEA J085656.49+670257.3, который регистрировался на длинах волн от УФ (GALEX, galex) до радио (LOFAR, VLASS, lofar, vlass). При этом его ИК цвет $W1 - W2 \approx 0.9$ явно указывает на присутствие активного ядра.

№ 32. IGR J08451+6903

В области локализации прибора IBIS находится галактика LEDA 24565 на $z = 0.0405$ с характерным для АЯГ ИК цветом $W1 - W2 \approx 0.5$, которая является также радиоисточником (NVSS, nvss, и другие обзоры). Таким образом, это еще один кандидат в АЯГ.

№ 38. IGR J07088+7151

В этом месте на небе находится скопление галактик Abell 565 ($z = 0.1054$), которое проявляет себя как протяженный мягкий рентгеновский источник RXC J0708.1+7151 (Берингер и др., 2000) = XMMSL2 J070808.9+715150 (Сэкстон и др., 2008). Поток в мягком рентгене сравним с потоком жесткого рентгеновского излучения, которое регистрирует ИНТЕГРАЛ. Однако газ скопления недостаточно горячий ($kT = 3.68 \pm 0.12$ кэВ, xu22) для того, чтобы можно было связать жесткое рентгеновское излучение с тепловым излучением газа. Можно высказать осторожное предположение, что IGR J07088+7151 является АЯГ, расположенным в скоплении Abell 565.

⁴ Кусумано и др. (2010)

⁵ http://bat.ifc.inaf.it/bat_catalog_web/66m_bat_catalog.html

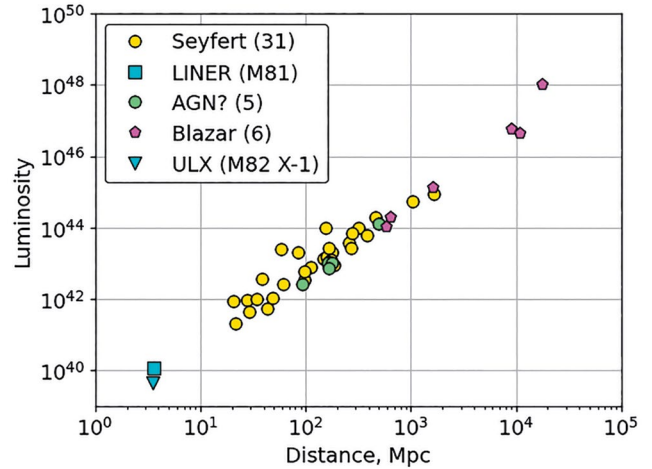


Рис. 4. Диаграмма расстояние — светимость в диапазоне 25–60 кэВ для внегалактических объектов в поле M81. Объекты разбиты на 5 категорий: 1) сейфертовские галактики (“Seyfert”, 31 объект), 2) галактики LINER (один объект M81), 3) блазары (“Blazar”, 6 объектов), 4) кандидаты в АЯГ (“AGN?”, 5 объектов с известным красным смещением), 5) ультраяркие рентгеновские источники (“ULX”, один объект M82 X-1).

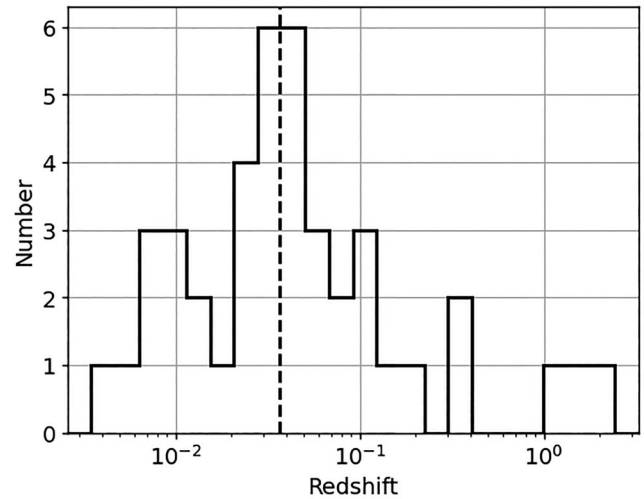


Рис. 5. Распределение красных смещений сейфертовских галактик, кандидатов в АЯГ, и блазаров. Вертикальной штриховой линией показано медианное значение $z_{\text{med}} = 0.0366$ для выборки сейфертовских галактик и кандидатов в АЯГ.

№ 39. IGR J09022+7319

В области локализации прибора IBIS выделяется галактика MCG+12-09-029 ($z = 0.0371$). Она не является примечательной с точки зрения ИК цвета $W1 - W2 = 0.0$ и каких-либо иных фотометрических признаков активности ядра. Тем не менее за

неимением лучших гипотез мы причисляем этот источник к кандидатам в АЯГ.

№ 41. IGR J11058+5852

По всей видимости, этот источник является наложением двух близко расположенных друг к другу на небе жестких рентгеновских источников SWIFT J1105.7+5854A и SWIFT J1105.7+5854B из каталога обзора всего неба Свифт/БАТ (Ох и др., 2018). Оба этих объекта являются сейфертовскими галактиками: Z 291–28 ($z = 0.0476$) и 2MASS J11053761+5851208 ($z = 0.1910$) соответственно. По данным прибора IBIS нам не удалось разделить эту пару источников.

№ 45. IGR J06571+7802

В области локализации прибора IBIS находится яркий радиоисточник NVSS J065745+780059, который регистрируется во многих обзорах. Он отождествляется со слабым ИК источником WISEA J065745.76+780101.2 ($W1 - W2 \sim 0.5$). Таким образом, это еще один кандидат в АЯГ.

№ 48. IGR J11291+7302

В области локализации прибора IBIS выделяется галактика UGC6473 ($z = 0.0214$). От нее регистрируется радиоизлучение (NVSS J112857+730202). ИК цвет $W1 - W2 \approx 0.1$ соответствует обычным галактикам, однако не исключает присутствие активного ядра, учитывая относительную близость и низкую светимость объекта. Поэтому мы относим этот объект к кандидатам в АЯГ.

№ 50. IGR J06507+6647

В области локализации прибора IBIS находится яркий радиосточник NVSS J065026+664937. С ним можно связать ИК источник WISEA J065026.72+664942.3, $W1 - W2 \approx 0.7$. Эти признаки указывают на присутствие АЯГ.

№ 51. IGR J07064+6353

Этот источник отождествляется с источником SRGA J070637.0+635109 из каталога обзора всего неба СРГ/ART-XC (Павлинский и др., 2022; Сазонов и др., 2024). Недавно был получен его оптический спектр, что позволило классифицировать его как сейфертовскую галактику типа 1.8 и измерить красное смещение: $z = 0.0140$ (Усков и др., 2022).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным многолетних наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ был проведен глубокий рентгеновский обзор области поля M81. Благодаря

накопленной экспозиции в 19.2 Мс в центральной части поля была достигнута рекордная чувствительность 0.16 мКраб в диапазоне 25–60 кэВ на уровне значимости детектирования 4σ . Полная площадь обзора составила 1004 кв. градуса на уровне чувствительности лучше 0.72 мКраб (4σ).

Каталог источников рентгеновского излучения, обнаруженных на уровне значимости выше 4σ , содержит 51 объект, большинство из которых являются активными ядрами галактик. Шесть источников не регистрировались ранее ни в каких рентгеновских обзорах. По имеющимся косвенным данным все они, а также еще два источника, которые ранее уже попадали в каталоги обзоров обсерватории ИНТЕГРАЛ, могут быть АЯГ, в том числе с сильным внутренним поглощением. Для проверки этого предположения требуется проведение направленных рентгеновских наблюдений и оптической спектроскопии.

Это исследование основано на наблюдениях в рамках проекта Европейского космического агентства ИНТЕГРАЛ, реализуемого при участии России и США. Данные получены из Европейского и Российского центров научных данных ИНТЕГРАЛ. Авторы выражают благодарность Е. М. Чуразову, разработавшему методы анализа данных прибора IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ, а также признательны Институту астрофизики им. Макса Планка (Германия) за вычислительную поддержку. Работа поддержана грантом РНФ 19-12-00396.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бартельми и др. (S.D. Barthelmy, L.M. Barbier, J.R. Cummings, E.E. Fenimore, N. Gehrels, D. Hultinger, et al.), Space Sci. Rev. **120**(3–4), 143 (2005).
2. Берингер и др. (H. Böhringer, W. Voges, J.P. Huchra, B. McLean, R. Giacconi, P. Rosati, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **129**(2), 435 (2000).
3. Бианчи и др. (L. Bianchi, B. Shiao, and D. Thilker), Astrophys. J. Suppl. Ser. **230**(2), 24 (2017).
4. Венгер и др. (M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, F. Bonnarel, S. Borde, et al.), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **143**, 9 (2000).
5. Винклер и др. (C. Winkler, T.J.L. Courvoisier, G. Di Cocco, N. Gehrels, A. Gimenez, S. Grebenev, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L1 (2003).
6. Герельс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K.O. Mason, J.A. Nousek, A.A. Wells, et al.), Astrophys. J. **611**(2), 1005 (2004).
7. Гордон и др. (Y.A. Gordon, M.M. Boyce, C.P. O’Dea, L. Rudnick, H. Andernach, A.N. Vantghem, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **255**(2), 30 (2021).
8. Грос и др. (A. Gros, A. Goldwurm, M. Cadolle-Bel, P. Goldoni, J. Rodriguez, L. Foschini, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L179 (2003).

9. Караченцев, Кайсина и Макаров (I.D. Karachentsev, E.I. Kaisina, and D.I. Makarov), *MNRAS***479**(3), 4136 (2018).
10. Караченцев и др. (I.D. Karachentsev, A.E. Dolphin, D. Geisler, E.K. Grebel, P. Guhathakurta, P.W. Hodge, et al.), *Astron. Astrophys.* **383**, 125 (2002).
11. Катри и др. (R.M. Cutri, E.L. Wright, T. Conrow, J.W. Fowler, P.R. M. Eisenhardt, C. Grillmair, et al.), *VizieR Online Data Catalog* p. II/328 (2021).
12. Кондон и др. (J.J. Condon, W.D. Cotton, E.W. Greisen, Q.F. Yin, R.A. Perley, G.B. Taylor, et al.), *Astron. J.***115**(5), 1693 (1998).
13. Кречмар и др. (P. Kretschmar, F. Fu"rst, L. Sidoli, E. Bozzo, J. Alfonso-Garz'on, A. Bodaghee, et al.), *New Astron. Rev.* **86**, 101546 (2019).
14. Кривonos и др. (R. Krivonos, M. Revnvtsev, A. Lutovinov, S. Sazonov, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **475**(2), 775 (2007).
15. Кривonos и др. (R. Krivonos, M. Revnvtsev, S. Tsygankov, S. Sazonov, A. Vikhlinin, M. Pavlinsky, et al.), *Astron. Astrophys.* **519**, A107 (2010).
16. Кривonos и др. (R.A. Krivonos, A.J. Bird, E.M. Churazov, J.A. Tomsick, A. Bazzano, V. Beckmann, et al.), *New Astron. Rev.* **92**, 101612 (2021).
17. Кривonos и др. (R.A. Krivonos, S.Y. Sazonov, E.A. Kuznetsova, A.A. Lutovinov, I.A. Mereminskiy, and S.S. Tsygankov), *MNRAS***510**(4), 4796 (2022).
18. Ксу и др. (W. Xu, M.E. Ramos-Ceja, F. Pacaud, T.H. Reiprich, and T. Erben), *Astron. Astrophys.* **658**, A59 (2022).
19. Кусумано и др. (G. Cusumano, V. La Parola, A. Segreto, C. Ferrigno, A. Maselli, B. Sbarufatti, et al.), *Astron. Astrophys.* **524**, A64 (2010).
20. Лебран и др. (F. Lebrun, J.P. Leray, P. Lavocat, J. Cr'etolle, M. Arqu'es, C. Blondel, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L141 (2003).
21. Лутовинов и др. (A. Lutovinov, V. Suleimanov, G.J. Manuel Luna, S. Sazonov, D. de Martino, L. Ducci, et al.), *New Astron. Rev.* **91**, 101547 (2020).
22. Малиция и др. (A. Malizia, L. Bassani, J.B. Stephen, A. Bazzano, and P. Ubertini), *Astron. Astrophys.* **639**, A5 (2020a).
23. Малиция и др. (A. Malizia, S. Sazonov, L. Bassani, E. Pian, V. Beckmann, M. Molina, et al.), *New Astron. Rev.* **90**, 101545 (2020b).
24. Мереминский и др. (I.A. Mereminskiy, R.A. Krivonos, A.A. Lutovinov, S.Y. Sazonov, M.G. Revnvtsev, and R.A. Sunyaev), *MNRAS***459**(1), 140 (2016).
25. Мереминский И.А., Сазонов С.Ю., Кривonos Р.А., Караченцев И.Д., Письма в Астрон. журн. **49**, 56 (2023) [I.A. Mereminskiy, S.Y. Sazonov, R.A. Krivonos, and I.D. Karachentsev, *Astron. Lett.* **49**(1), 1 (2023)].
26. Ох и др. (K. Oh, M. Koss, C.B. Markwardt, K. Schawinski, W.H. Baumgartner, S.D. Barthelmy, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235**(1), 4 (2018).
27. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, S. Sazonov, R. Burenin, E. Filippova, R. Krivonos, V. Arefiev, et al.), *Astron. Astrophys.* **661**, A38 (2022).
28. Ричи и др. (C. Ricci, B. Trakhtenbrot, M.J. Koss, Y. Ueda, I. Del Vecchio, E. Treister, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **233**(2), 17 (2017).
29. Сазонов С.Ю., Лутовинов А.А., Кривonos Р.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 83 (2014) [S.Y. Sazonov, A. Lutovinov, and R.A. Krivonos, *Astron. Lett.* **40**(2–3), 65 (2014)].
30. Сазонов и др. (S. Sazonov, A. Paizis, A. Bazzano, I. Chelovekov, I. Khabibullin, K. Postnov, et al.), *New Astron. Rev.* **88**, 101536 (2020).
31. Сэкстон и др. (R.D. Saxton, A.M. Read, P. Esquej, M.J. Freyberg, B. Altieri, and D. Bermejo), *VizieR Online Data Catalog* pp. J/A+A/480/611 (2008).
32. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
33. Талли и др. (R.B. Tully, E. Kourkchi, H.M. Courtois, G.S. Anand, J.P. Blakeslee, D. Brout, et al.), *Astrophys. J.* **944**(1), 94 (2023).
34. Убертини и др. (P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco, A. Bazzano, A.J. Bird, K. Broenstad, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L131 (2003).
35. Усков Г.С., Зазнобин И.А., Сазонов С.Ю., Семена А.Н., Гильфанов М.Р., Буренин Р.А. и др., Письма в Астрон. журн. **48**, 95(2022) [G.S. Uskov, I.A. Zaznobin, S.Y. Sazonov, A.N. Semena, M.R. Gilfanov, R.A. Burenin, et al., *Astron. Lett.* **48**(2), 87 (2022)].
36. Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunyaev, J. Isern, J. Knödseder, P. Jean, F. Lebrun, et al.), *Nature* **512**(7515), 406 (2014).
37. Шимвелл и др. (T.W. Shimwell, M.J. Hardcastle, C. Tasse, P.N. Best, H.J.A. Rottgering, W.L. Williams, et al.), *Astron. Astrophys.* **659**, A1 (2022).
38. Эванс и др. (P.A. Evans, K.L. Page, J.P. Osborne, A.P. Beardmore, R. Willingale, D.N. Burrows, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**(2), 54 (2020).

SRGZ: КЛАССИФИКАЦИЯ ТОЧЕЧНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ ЕРОЗИТА В ОБЛАСТИ 1%DESI И КАЛИБРОВКА ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ

© 2024 г. А. В. Мещеряков^{1, 2 *}, Г. А. Хорунжев¹, С. А. Воскресенская^{1, 3}, П. С. Медведев¹, М. Р. Гильфанов^{1, 4}, Р. А. Сюняев^{1, 4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

³НИУ Высшая школа экономики, Москва, Россия

⁴Институт им. Макса Планка, Гаршинг, Германи

Поступила в редакцию 06.12.2023 г.

После доработки 26.12.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Рассматривается популяция точечных рентгеновских источников двухлетнего обзора СРГ/еРОЗИТА в области 1%-го спектроскопического обзора DESI в восточной галактической полусфере (eROSITA-1%DESI-East). Рассматриваемые данные сочетают в себе большую площадь обзора (91.4 кв. градусов) и рекордно высокую полноту (90–95%) спектроскопии оптических компаньонов рентгеновских источников с потоком $F_{X,0.5-2} \geq 1.5 \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻². Мы сравниваем результаты фотометрических (SRGz) и спектральных/астрометрических измерений (DESI EDR, SDSS, HELP, GAIA) классов и красных смещений объектов в зависимости от их рентгеновского потока. Нами отмечается высокая точность фотометрических красных смещений, полученных моделями SRGz для рентгеновских источников в двухлетнем обзоре неба еРОЗИТА (в области покрытия фотометрических обзоров DESI Legacy Imaging Surveys/Pan-STARRS1/SDSS): стандартное отклонение $\sigma_{NMAD} \approx 4\%$ и доля выбросов на уровне $n_{>0.15} = 7-8.5\%$ (для оптических компаньонов рентгеновских источников с $F_{X,0.5-2} \geq 1.5 \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻²). Прогнозы photo-z рентгеновских источников в SRGz имеют негауссовый характер; качество калибровки $PDF(z)$ важно для точной оценки доверительных интервалов прогноза красных смещений. Предложен новый метод постобработки вероятностных прогнозов photo-z, основанный на двухтемпературной коррекции распределения $PDF(z)$. Подход позволяет значительно улучшить калибровку вероятностных прогнозов и доверительных интервалов фотометрических красных смещений рентгеновских источников еРОЗИТА.

Ключевые слова: машинное обучение, СРГ/еРОЗИТА, обзоры неба, рентгеновская астрономия, фотометрические красные смещения, галактики, квазары, звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824010031, **EDN:** OQYMBI

1. ВВЕДЕНИЕ

12 декабря 2019 г. рентгеновские телескопы еРОЗИТА (Предель и др., 2021) и АРТ-ХС им. Павлинского (Павлинский и др., 2021) на борту космической обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021) начали рентгеновский обзор всего неба. К концу 2021 г. еРОЗИТА завершила двухлетние обзорные наблюдения, в которых зарегистрировала более 2 млн точечных рентгеновских источников (с лог-правдоподобием детектирования $L > 6$) в восточной галактической полусфере $0 < l < 180^\circ$ ¹ (Медведев и др., 2022).

* Электронный адрес: mesch@cosmos.ru

¹ За анализ данных еРОЗИТА в восточной половине неба (в галактических координатах) отвечает российский консорциум еРОЗИТА.

Анализ данных о рентгеновских источниках в еРОЗИТА в восточной галактической полусфере в значительной степени опирается на исследование всей доступной информации из крупнейших публичных фотометрических обзоров неба большой площади — DESI Legacy Imaging Surveys (Дей и др., 2019), Pan-STARRS1 (Чамберс и др., 2016), а также связанных с ними данных принудительной ИК-фотометрии WISE (Мейнзер и др., 2011; Райт и др., 2010) оптических источников DESI LIS и Pan-STARRS1 (Дей и др., 2019; Буренин, 2022). Для наиболее эффективного использования доступной фотометрической информации в окрестности рентгеновских источников еРОЗИТА, мы создали систему SRGz (Мещеряков и др., 2023), в которой используются методы машинного обучения для решения задач оптического отождествления, фотометрической классификации и прогнозов

photo-z рентгеновских источников еРОЗИТА. Модели SRGz основываются на древовидных ансамблевых алгоритмах случайного леса и градиентного бустинга и показали высокую точность измерений физических характеристик рентгеновских источников.

Ранний выпуск данных спектроскопического обзора DESI (DESI коллаборация и др., 2023), вышедший летом 2023 г., представляет собой уникальный наблюдательный материал для исследования популяций рентгеновских источников и их оптических компаньонов. В составе DESI EDR наибольший интерес представляют данные однопроцентного обзора DESI (далее 1%DESI, DESI EDR SV3), где достигается рекордно высокая полнота однородной спектроскопии слабых оптических объектов (в несколько раз больше плотности спектроскопии, достигнутой в SDSS) в сочетании с площадью 200 кв. градусов (при этом около половины площадок 1%DESI располагаются на восточной галактической полусфере). Комбинирование обзоров еРОЗИТА и 1%DESI позволяет получить рентгеновскую выборку с рекордно высокой полнотой однородной спектроскопии оптических компаньонов рентгеновских источников (по сравнению, с современными среднеформатными рентгеновскими обзорами, например, XMM–XXL и Stripe 82X; рентгеновский обзор eFEDS превосходит по площади, но значительно уступает по полноте оптической спектроскопии). В настоящей работе мы будем использовать объединенные данные двухлетнего обзора еРОЗИТА в восточной галактической полусфере и спектроскопического обзора 1%DESI для оценки точности моделей системы SRGz: фотометрической классификации и измерения красных смещений рентгеновских источников в обзоре неба еРОЗИТА.

Измерения photo-z рентгеновских источников в SRGz выполняются алгоритмом квантильного случайного леса без ограничения глубины, обученном на большой тренировочной выборке оптических квазаров и галактик SDSS (подробнее см. Мещеряков и др., 2023). Качество точечных прогнозов photo-z в работе (Мещеряков и др., 2023) оценивалось по стандартным метрикам σ_{NMAD} и $n_{>0.15}$ (нормализованное медианное абсолютное отклонение и доля катастрофических выбросов с $|z_{ph} - z_{sp}| / (1 + z_{sp}) > 0.15$) на рентгеновских источниках еРОЗИТА в области Stripe82X и в ~2 раза превосходит результаты других групп (Брешиа и др., 2019; Ананна и др., 2017), опубликованных в каталоге Stripe82X.

Несмотря на высокое качество точечных прогнозов photo-z рентгеновских источников еРОЗИТА в системе SRGz, используемый алгоритм случайного леса не гарантирует хорошую калибровку индивидуальных вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений $PDF(z)$ (см.,

например, обсуждение различных методов в Ньюман и Груен, 2022; на рис. 5–6 в работе Мещерякова и др., 2018, можно видеть недостатки калибровки прогнозов photo-z рентгеновских источников). Необходимо также отметить, что сложности калибровки индивидуальных вероятностных прогнозов $PDF(z)$ возникают как в моделях photo-z на основе спектральных шаблонов, так и в моделях photo-z на основе машинного обучения (см., например, сравнение качества калибровки прогнозов $PDF(z)$ галактик, полученных разными моделями photo-z, рис. 7 в работе Коллаборация Euclid и др., 2020). Для того чтобы исправить ситуацию, ряд авторов предлагают различные методы постобработки вероятностных прогнозов (см., например, Гомес и др., 2018), однако данные подходы вместе с улучшением калибровки или отдельных показателей вероятностных прогнозов, в то же время, ухудшают другие показатели точности photo-z. В данной работе мы предложим новый метод постобработки прогнозов $PDF(z)$, который позволяет существенно улучшить калибровку доверительных интервалов photo-z рентгеновских источников, при этом не оказывает влияния на точность измерений photo-z (например, по метрикам σ_{NMAD} и $n_{>0.15}$).

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы опишем используемые нами данные обзоров неба. В разделе 3 представлены выборки ярких, средних и слабых рентгеновских источников еРОЗИТА в области 1% обзора DESI в восточной галактической полусфере. В разделе 4 мы рассмотрим результаты SRGz фотометрической классификации и измерения фотометрических красных смещений рентгеновских источников в сравнении с данными спектроскопических/астрометрических каталогов в этой области неба. В разделе 5 мы предложим новый метод калибровки вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений рентгеновских объектов. Наконец, в разделе 6 представлены наши выводы.

2. ДАННЫЕ

2.1. Рентгеновский обзор СРГ/еРОЗИТА

В настоящей работе будут рассматриваться точечные рентгеновские источники СРГ/еРОЗИТА, обнаруженные со значимостью детектирования $L \geq 10$ в двухлетнем обзоре неба в восточной галактической полусфере, в области покрытия DESI EDR SV3.

2.2. Фотометрические и астрометрические каталоги

Мы будем использовать данные фотометрического каталога DESI Legacy Imaging Surveys DR9 (DESI LIS). DESI LIS представляет собой фотометрический обзор неба в оптическом диапазоне

в трех фильтрах (g , r , z), полученный по данным трех обзоров неба, сделанных различными телескопами (Beijing-Arizona Sky Survey (BASS), Dark Energy Camera Legacy Survey (DECaLS), Mayall z -band Legacy Survey (MzLS)) и приведенных к единой фотометрической системе (Дей и др., 2019).

DESI LIS DR9 дополнен фотометрическими измерениями в ИК-диапазоне по данным спутника WISE (принудительная фотометрия в четырех фильтрах). Мы будем использовать ИК-данные в фильтрах W_1 и W_2 (после шести лет обзора NEOWISE-Reactivation). Также для значительного числа источников в каталоге DESI LIS DR9 содержатся астрометрические данные GAIA DR2, которые мы будем использовать для классификации источников Галактики (астрометрические звезды отбираются нами по $S/N > 5$ по параллаксу и/или собственному движению в GAIA DR2).

Все оптические звездные величины в данной работе приводятся в AB-системе.

2.3. SRGz

В статье Мещерякова и др. (2023) описаны методы системы SRGz (версия 2.1) для физического отождествления точечных рентгеновских источников обзора ePOZITA в восточной галактической полусфере по фотометрическим данным в области покрытия обзора DESI Legacy Imaging Surveys. В работе также рассмотрены модели машинного обучения, позволившие получить измерения космологического красного смещения и класса рентгеновского объекта (квазар/галактика/звезда) по данным многоволновых фотометрических обзоров неба.

Для всех точечных рентгеновских источников SRGz отбирает наиболее вероятный оптический компаньон (отмечен как $srg_match_flag = 1$ в каталоге SRGz), для которого далее делаются прогнозы фотометрического класса и красного смещения (Мещеряков и др., 2023).

Дополнительно, для разбиения выборки точечных рентгеновских источников ePOZITA на объекты с оптическим компаньоном в данных DESI LIS и “бездомные” источники (рентгеновские объекты, не имеющие оптического компаньона в DESI LIS), в работе Мещерякова и др., 2023) предложено использовать следующий критерий:

$$srg_match_p0 \leq 0.24, \quad (1)$$

где srg_match_p0 — вероятность “бездомного” рентгеновского объекта, вычисляемая моделью отождествления SRGz (подробнее см. § 5.1 в работе Мещерякова и др., 2023). Для данного критерия отбора оптических компаньонов и “бездомных” рентгеновских объектов в работе (Мещеряков и др., 2023)

оценивались показатели точности и полноты. На выборке рентгеновских источников с рентгеновским потоком $F_{X,0.5-2} > 1.5 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ оценка полноты и точности отождествления оптических компаньонов составила $\approx 95\%$ и $\approx 94\%$ соответственно; а оценка полноты и точности отождествления рентгеновских источников, не имеющих оптических партнеров (“бездомных” в обзоре DESI LIS), составила 82% (точность — 85%).

В данной работе мы будем использовать наиболее полную выборку наиболее вероятных оптических компаньонов рентгеновских источников (т.е. без использования дополнительного критерия (1)).

2.4. Спектроскопические каталоги

В области 1% DESI на восточной галактической полусфере, мы объединили данные нескольких спектроскопических каталогов:

- Спектроскопический каталог DESI EDR (DESI коллаборация и др., 2023) содержит спектроскопические классы оптических объектов (SPECTYPE — QSO, GALAXY, STAR) и красные смещения для внегалактических источников. В настоящей работе будут рассматриваться спектроскопические объекты DESI EDR с ZWARN = 0. Кроме того, для объектов SPECTYPE = GALAXY мы дополнительно требуем выполнения условий $\text{DELTA} \text{CHI}2 > 15$ и $Z < 1.6$, что позволяет получить более надежную спектроскопическую выборку (см. DESI коллаборация и др., 2023).

- Спектроскопический каталог HELP (Ширли и др., 2021).

- Спектроскопический каталог квазаров SDSS DR16Q (Люк и др., 2020).

- Спектроскопический каталог SDSS DR18 (Алмейда и др., 2023).

В настоящей работе будут рассматриваться спектроскопические объекты SDSS с ZWARNING = 0.

Если у выбранного оптического объекта имеются спектроскопические измерения красного смещения в нескольких каталогах, то мы выбираем красные смещения согласно приоритету: DESI EDR $\rightarrow$ HELP $\rightarrow$ SDSS DR16Q $\rightarrow$ SDSS DR18. Данный выбор приоритетов обусловлен более надежными измерениями z_{sp} в конвейере обработки спектров DESI EDR по отношению к измерениям в каталоге SDSS: см. сравнение красных смещений в каталогах DESI EDR и SDSS на выборке спектров оптических квазаров подвергнутых визуальной проверке (§ 7.3 и рис. 17–18 в работе Шоссидон и др., 2023). Каталог квазаров SDSS DR16Q превосходит по качеству определения z_{sp} выборку квазаров из основного каталога SDSS, но также содержит заметную долю ошибочных спектральных измерений для далеких объектов на $z \gtrsim 4$ (Бу, Шен, 2022).

Таблица 1. Общие характеристики обзора eRO-1DESI-East для трех ограничений по рентгеновскому потоку (соответствующих яркой, средней и слабой рентгеновским выборкам)

	N	N/N_X
Bright: $F_{X,0.5-2} \geq 4 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, $Area = 91.40$ кв. градусов		
eRosita point X-ray sources (N_X)	1080	100.00%
SRGz optical counterparts	1051	97.31%
astrometric stars GAIA DR2	129	11.94%
SDSS DR18	537	49.72%
SDSS DR16q	419	39.87%
SRGz photo-z training sample	207	19.70%
HELP	228	21.11%
DESI EDR	859	79.54%
DESI EDR/astrometric counterparts	984	91.11%
all spectroscopic/astrometric counterparts	1019	94.35%
Medium: $1.5 \times 10^{-14} \leq F_{X,0.5-2} < 4 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, $Area = 91.40$ кв. градусов		
eRosita point X-ray sources (N_X)	3701	100.00%
SRGz optical counterparts	3678	99.38%
astrometric stars GAIA DR2	261	7.05%
SDSS DR18	1431	38.67%
SDSS DR16q	1287	34.99%
SRGz photo-z training sample	529	14.38%
HELP	646	17.45%
DESI EDR	2832	76.52%
DESI EDR/astrometric counterparts	3067	82.87%
all spectroscopic/astrometric counterparts	3322	89.76%
Faint: $6 \times 10^{-15} \leq F_{X,0.5-2} < 1.5 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, $Area = 16.62$ кв. градусов		
eRosita point X-ray sources (N_X)	1824	100.00%
SRGz optical counterparts	1809	99.18%
astrometric stars GAIA DR2	185	10.14%
SDSS DR18	0	0.00%
SDSS DR16q	0	0.00%
SRGz photo-z training sample	0	0.00%
HELP	75	4.11%
DESI EDR	1169	64.09%
DESI EDR/astrometric counterparts	1316	72.15%
all spectroscopic/astrometric counterparts	1415	77.58%

Примечание. Приведено общее число точечных рентгеновских источников в выборках с ограничением по $F_{X,0.5-2}$; число вероятных оптических компаньонов, найденных SRGz, включая число астрометрических звезд GAIA и спектроскопических объектов. Выборка слабых рентгеновских объектов приведена на меньшей площади обзора в двух полях вблизи северного полюса эклиптики.

3. ВЫБОРКИ ТОЧЕЧНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ EROSITA-1%DESI-EAST

Как было описано выше в п. 2.4, ранний выпуск спектроскопического обзора DESI (EDR)

содержит в себе результаты наблюдений по трем программам SV1,2,3. Для нас наибольший интерес представляют данные однопроцентного обзора DESI EDR SV3. Это результаты много-объектной спектроскопии в 20 специально отобранных

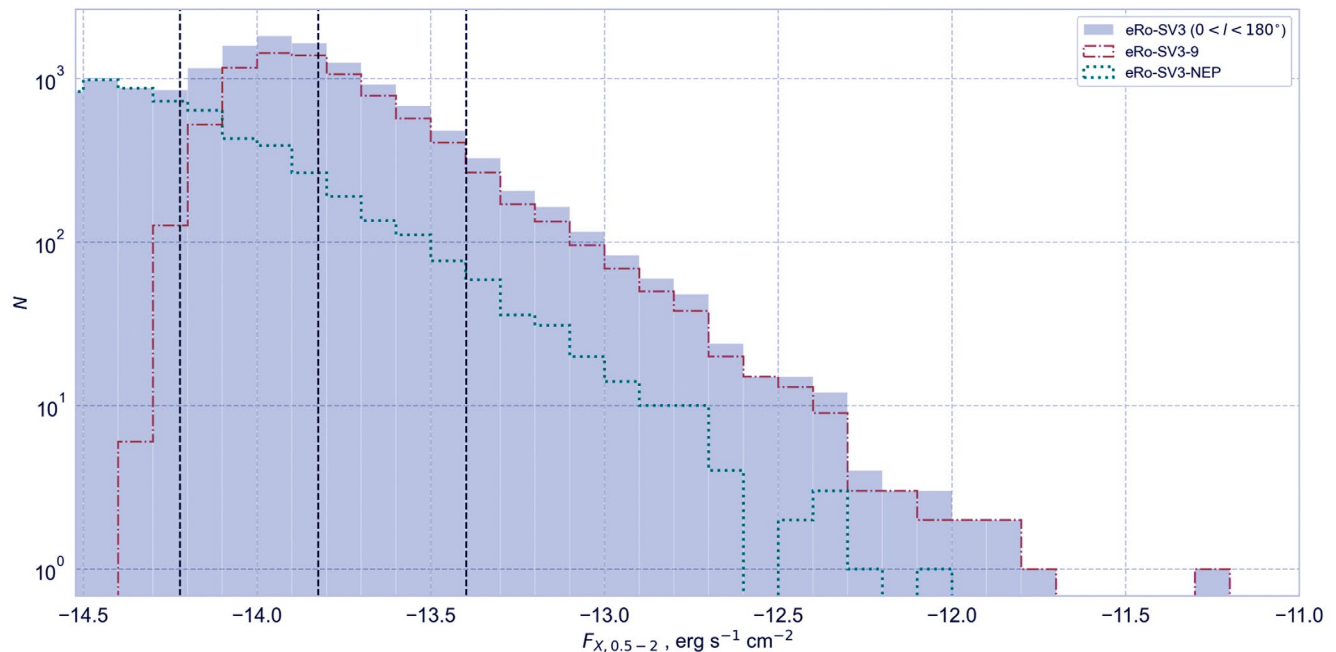


Рис. 1. Распределение точечных рентгеновских объектов ePOZITA в области обзора eRo-1DESI-East по рентгеновскому потоку в диапазоне 0.5–2 кэВ. Отдельно показаны распределения для двух площадок вблизи северного полюса эклиптики (eRo-SV3-NEP) и для всех остальных площадок обзора (eRo-SV3–9). Вертикальными штриховыми линиями отмечены пороговые рентгеновские потоки для яркой, средней и слабой выборки обзора: (“bright”) $F_{X,0.5-2} \geq 4 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, (“medium”) $1.5 \times 10^{-14} \leq F_{X,0.5-2} < 4 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, (“faint”) $6 \times 10^{-15} \leq F_{X,0.5-2} < 1.5 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

площадках на небе (R0–R19, см. табл. 4 в DESI коллаборация и др., 2023). Расположение многих площадок пересекается с известными глубокими полями, по которым уже имеются высококачественные данные фотометрических и/или спектроскопических обзоров в публичном доступе. 11 полей DESI EDR SV3 полностью попадают в область покрытия рентгеновского обзора ePOZITA в восточной галактической полусфере. Площадки DESI EDR SV3 имеют круглую форму и площадь 8.48 кв. градусов каждая (в рамках данной площади наблюдается высокая плотность спектроскопических наблюдений DESI). Максимальная полнота спектроскопии для каждой площадки SV3 достигается в ее центральной области с площадью 6.48 кв. градусов. Для каждого поля мы вычислили максимальный радиус спектроскопического покрытия $R_{\text{sp,max}} \approx \sqrt{8.48 / \pi}$. Радиус поля, в котором мы исследовали рентгеновские источники ePOZITA для каждой области DESI EDR SV3, мы выбрали равным $R_X = R_{\text{sp,max}} - 1 = 1.626^\circ$ (данный выбор радиуса площадок обусловлен нашим желанием иметь все возможные оптические компаньоны рентгеновских источников внутри областей с высокой плотностью спектроскопических наблюдений). Таким образом, площадь каждой площадки DESI EDR SV3, в которой мы исследовали точечные рентгеновские источники, составила 8.31 кв. градусов.

Далее мы будем обозначать eRosita-1%DESI-East полученную выборку точечных рентгеновских источников (с лог-вероятностью детектирования $L > 10$) в 11 полях DESI EDR SV3 в восточной галактической полусфере. На рис. 3 показано распределение источников eRosita-1%DESI-East по рентгеновскому потоку в диапазоне 0.5–2 кэВ.

Данные eRosita-1%DESI-East можно разбить на две группы полей. Девять полей R3, 4, 6, 7, 11, 12, 13, 14, 19 (обозначенные eRo-SV3–9 на рис. 3) общей площадью 74.78 кв. градусов наблюдались в обзоре ePOZITA с умеренной экспозицией и имеют спектроскопическое и фотометрическое покрытие SDSS. Поля R15, 18 (обозначенные eRo-SV3-NEP на рис. 3) общей площадью 16.62 кв. градусов находятся вблизи северного полюса эклиптики и наблюдались в обзоре неба ePOZITA с большой экспозицией. Спектральные данные SDSS не покрывают данные поля, а фотометрический обзор SDSS покрывает их лишь частично. 11 полей вместе имеют общую площадь 91.40 кв. градусов.

В рассматриваемых данных eRosita-1%DESI-East мы выделим три выборки источников с ограничением по рентгеновскому потоку в диапазоне 0.5–2 кэВ:

$F_{X,0.5-2} \geq 4 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, площадь покрытия – 91.40 кв. градусов.

$1.5 \leq F_{X,0.5-2} < 4 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, площадь покрытия — 91.40 кв. градусов.

$0.6 \leq F_{X,0.5-2} < 1.5 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, площадь покрытия — 16.62 кв. градусов.

Выбранные пороги по рентгеновскому потоку примерно соответствуют чувствительности полугодового (1), двухлетнего обзора еРОЗИТА в экваториальной области (2) и двухлетнего обзора еРОЗИТА в области северного полюса эклиптики (3). На рис. 3 вертикальными штриховыми линиями отмечены значения рентгеновских потоков, соответствующие выбранным границам выборок “bright”, “medium” и “faint”.

4. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КЛАССОВ И КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ НА ВЫБОРКАХ EROSITA-1%DESI-EAST

Общие характеристики полученных рентгеновских выборок и информация о полноте спектроскопической и астрометрической классификации оптических компаньонов в них приведены в табл. 1.

Необходимо отметить, что (см. табл. 1) для небольшой части (0.6–2.7%) рентгеновских источников SRGz не обнаружил оптические компаньоны в обзоре DESI LIS. В выборках “bright”, “medium” и “faint” имеется 29, 23 и 15 таких рентгеновских объектов, соответственно. Мы провели ручную проверку каждого из них и делаем вывод, что 64 из 67 объектов данного списка ассоциируется с яркой ($V = 6\text{--}13$ зв. вел.) оптической звездой в области локализации рентгеновского источника.

4.1. Фотометрическая классификация SRGz

В недавней работе (Мещеряков и др., 2023) точность моделей фотометрической классификации SRGz оценивалась на тестовой области SDSS площадью несколько тысяч кв. градусов с наибольшей плотностью спектроскопических квазаров SDSS DR16Q. Тестовая выборка в поле SDSS включала в себя ≈ 163 тыс. рентгеновских квазаров, ≈ 17 тыс. галактик и 34 тыс. рентгеновских звезд GAIA DR2. Модель классификации SRGz правильно классифицировала (см. табл. 7 в Мещеряков и др., 2023) $>99\%$ всех объектов (при классификации на классы рентгеновских звезд (STARS) и рентгеновских внегалактических источников (объединенный класс QSO+GALAXY)). Необходимо отметить, что данная выборка (в которой использовались данные об оптических объектах, имеющих спектроскопическую классификацию SDSS, и звездах с паралаксами / собственными движениями GAIA DR2) составила только $\approx 49\%$ от полной выборки оптических компаньонов рентгеновских источников еРОЗИТА в выбранной авторами тестовой области SDSS.

Данные eRosita-1%DESI-East, рассматриваемые здесь, обладают существенно большей (по сравнению с обзорами Stripe82X, XMM-XXL-N, eFEDS) долей спектроскопических измерений для оптических компаньонов рентгеновских источников еРОЗИТА. Для результатов, представленных ниже, мы будем использовать только DESI EDR и GAIA DR2. При этом доля оптических компаньонов объектов РОЗИТА со спектроскопической/астрометрической классификацией составляет (см. табл. 1): 91.1% (“bright”), 82.9% (“medium”), 72.2% (“faint”). Таким образом, данные 1%-го обзора DESI и астрометрия GAIA дают нам возможность исследовать точность и полноту фотометрической классификации SRGz на существенно более репрезентативной выборке рентгеновских источников, чем это было сделано ранее в работе (Мещеряков и др., 2023).

На верхней панели рис. 2 приведены матрицы путаницы фотометрической классификации для трех выборок eRosita-1%DESI-East: “bright” (слева), “medium” (в центре) и “faint” (справа). Для каждого объекта здесь выбран наиболее вероятный фотометрический класс (содержится в столбце *srg_match_SQG* в каталоге SRGz, см. табл. 2 в статье Мещеряков и др., 2023). Строчки матриц путаницы соответствуют разным классам объектов (согласно спектральной классификации DESI EDR и данным GAIA DR2), в столбцах таблицы — фотометрические классы SRGz.

Объекты выбранного класса (рентгеновские звезды (STAR), рентгеновские объекты, имеющие оптические спектры квазаров (QSO) или галактик (GALAXY) также можно отбирать на основе отдельных моделей классификации по каждому классу. Соответствующие вероятности *srg_match_pstar*, *srg_match_pqso*, *srg_match_pstar* приведены в каталоге SRGz (см. формулы (32)–(34) в статье Мещеряков и др., 2023). На рис. 2 (нижняя панель) показаны кривые точность–полнота (Precision–Recall) для моделей фотометрической классификации разных классов рентгеновских объектов. Каждая точка на этих кривых соответствует выборке объектов с определенным порогом по вероятности соответствующей модели. В подписях к кривым приведены значения средней точности, достигаемой при таком отборе объектов каждого класса.

Мы делаем следующие выводы в отношении фотометрической классификации рентгеновских источников на выборках eRosita-1%DESI:

1. SRGz показывает высокую точность фотометрической классификации рентгеновских звезд на всех рассматриваемых рентгеновских потоках. В общей сложности по всем трем рентгеновским выборкам мы видим малое число ошибок I и II рода при фотометрической классификации звезд. SRGz ошибочно записывает в фотометрические

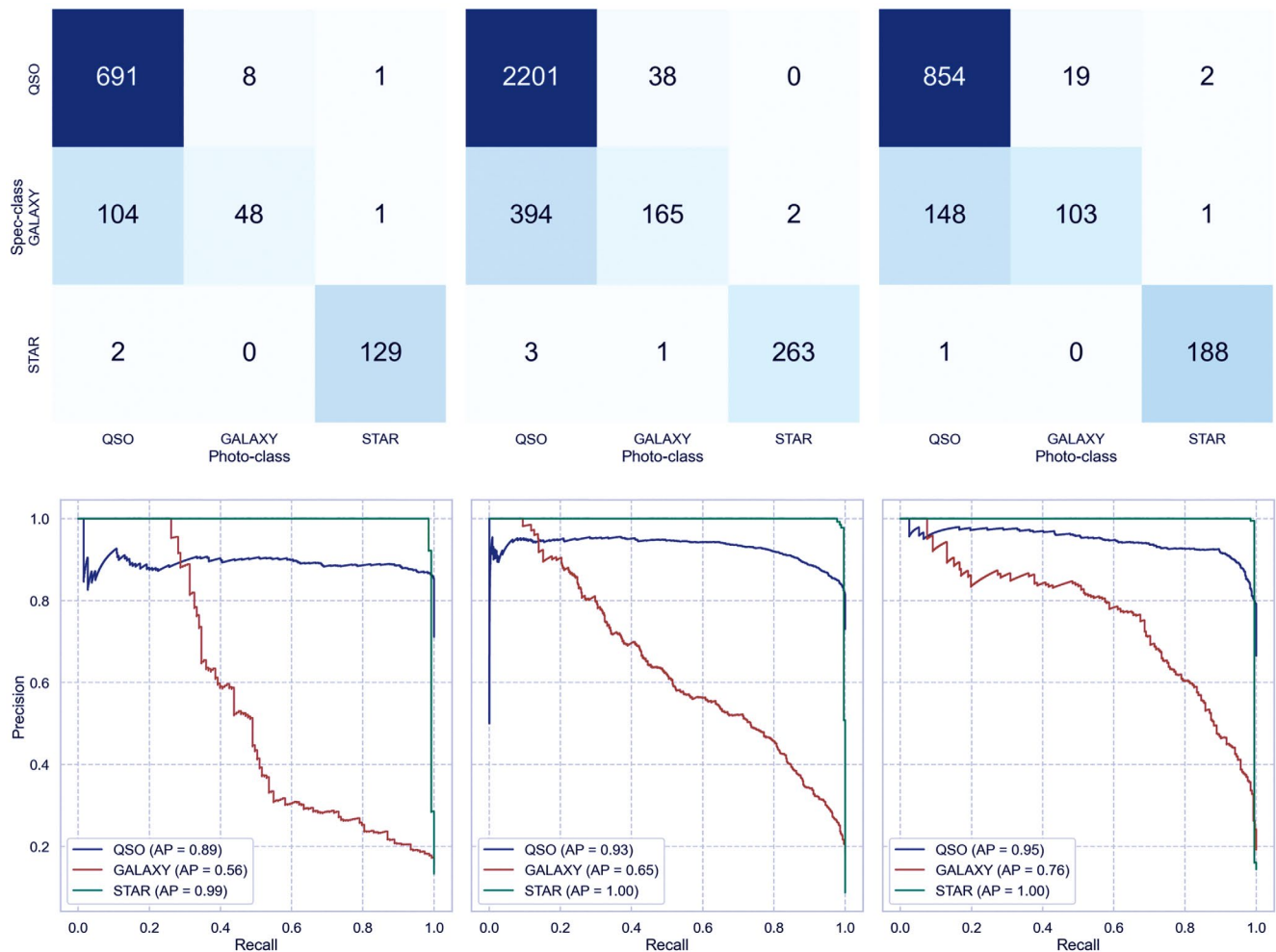


Рис. 2. Матрицы путаницы фотометрической классификации (верхняя панель) и графики точность–полнота (Precision–Recall, нижняя панель) для трех выборок eRosita-1%DESI-East: “bright” (слева), “medium” (в центре) и “faint” (справа). На графиках Precision–Recall показаны кривые классификации рентгеновских звезд (STAR), рентгеновских объектов, имеющих оптический спектр квазара (QSO), и спектр галактики (GALAXY). В подписи к кривым приведены значения средней точности, достигаемой при отборе объектов каждого класса.

звезды только 7 внегалактических источников (из 4780) и неправильно классифицирует только 7 рентгеновских звезд (из 587).

2. Большая часть внегалактических рентгеновских источников, не показывающих квазарных особенностей в своем оптическом спектре, отождествляется фотометрическим классификатором SRGz как квазары: 2/3 объектов (из 966 рентгеновских источников eRosita-1%DESI-East), имеющих оптический спектр GALAXY по классификации DESI EDR, показывают фотометрический класс QSO. С другой стороны, среди 382 фотометрических галактик только $\approx 17\%$ имеют спектр оптического квазара, согласно DESI EDR.

В следующих разделах статьи мы подробно рассмотрим результаты измерения фотометрических красных смещений оптических

компаньонов рентгеновских источников на выборке eRosita-1%DESI-East.

4.2. Фотометрические красные смещения

В работе (Мещеряков и др., 2023) качество точных прогнозов фотометрических красных смещений SRGz оценивалось для выборки рентгеновских источников ePOZITA в области Stripe 82X на площади 31.3 кв. градусов и сравнивалось с результатами других групп в этом поле (см., рис. 24 в указанной работе). Тестовая выборка включала в себя 1379 внегалактических рентгеновских источников с измерениями спектрального красного смещения их оптических компаньонов, что составило $\approx 71\%$ всей выборки точечных источников ePOZITA в этом поле. В настоящей статье

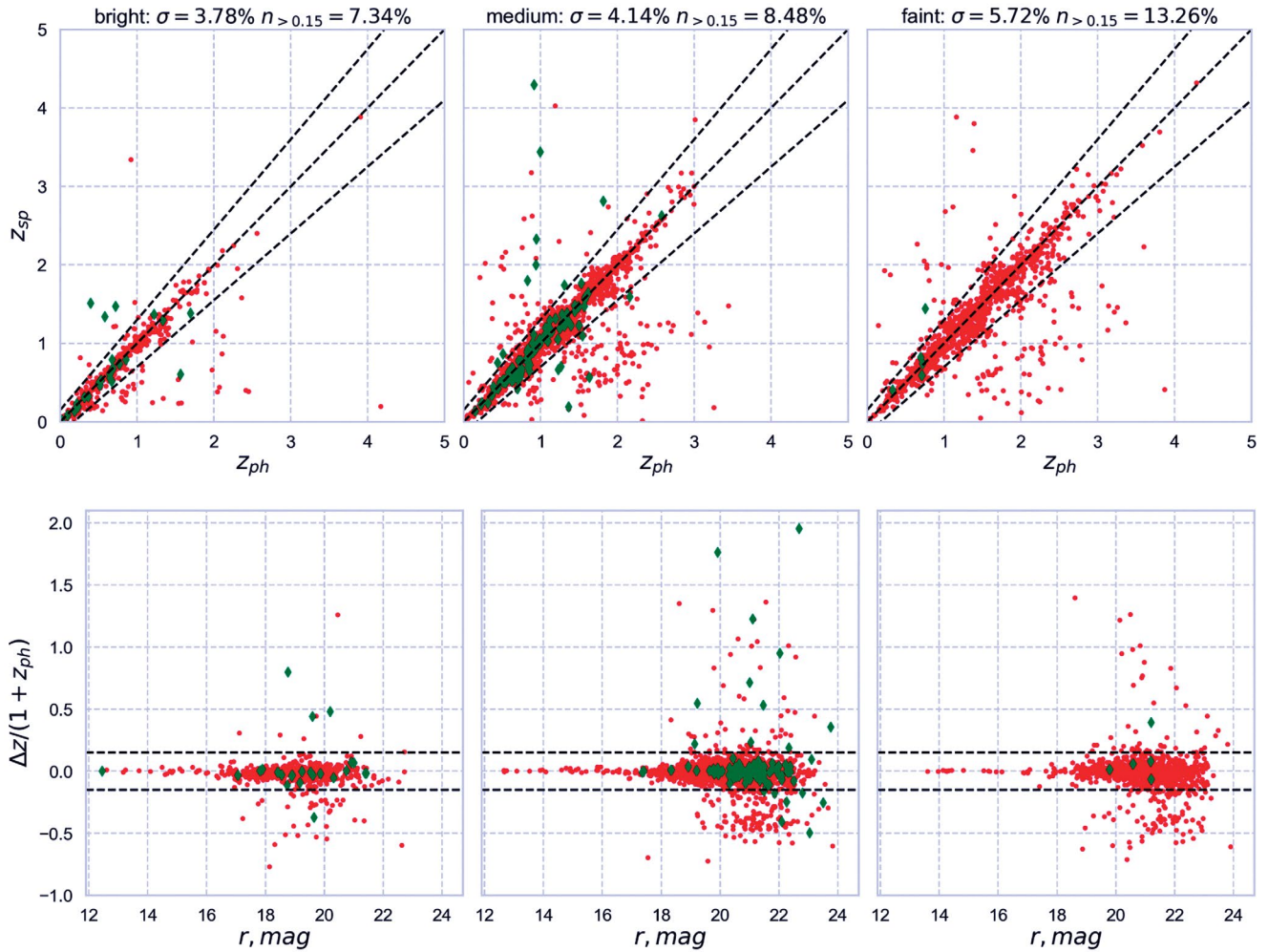


Рис. 3. Верхняя панель: диаграмма рассеяния фотометрических красных смещений для трех выборок оптических компаньонов рентгеновских источников. Нижняя панель: зависимость нормированного отклонения фотометрического красного смещения (Δz_{norm}) от звездной величины в фильтре r . Кружки и ромбы на графиках — объекты со спектроскопическими измерениями DESI EDR и других обзоров соответственно. За пределами черных штриховых линий находится область катастрофических выбросов в измерениях photo-z. На графиках можно видеть, как меняется точность photo-z (по величине разброса Δz_{norm} и появлению выбросов) в зависимости от рентгеновского и оптического потоков объекта.

мы имеем возможность исследовать точность моделей photo-z на разных рентгеновских потоках и на более репрезентативной спектроскопической выборке оптических компаньонов рентгеновских источников eRosita-1%DESI-East.

Для исследования точности измерения photo-z на выборках eRosita-1%DESI-East мы будем использовать данные всех рассматриваемых спектроскопических каталогов в соответствии с их приоритетом (подробнее см. п. 2.4). Часть рентгеновских объектов eRosita-1%DESI-East участвовали в обучении моделей photo-z SRGz (14–20% выборок “bright” и “medium”, см. табл. 1), и эти объекты были исключены из соответствующих тестовых выборок.

На верхней панели рис. 3 представлены диаграммы рассеяния фотометрических красных смещений для трех тестовых выборок рентгеновских источников: “bright”, “medium” и “faint”. Кружками и ромбами (разным цветом) на графиках показаны объекты со спектроскопическими измерениями DESI EDR и из всех остальных спектроскопических каталогов, соответственно. За пределами штриховых линий на графиках находится область катастрофических выбросов в измерениях фотометрических красных смещений, которые будут определяться следующим (стандартным для photo-z квазаров в литературе) образом:

$$|\Delta z_{\text{norm}}| > 0.15, \quad (2)$$

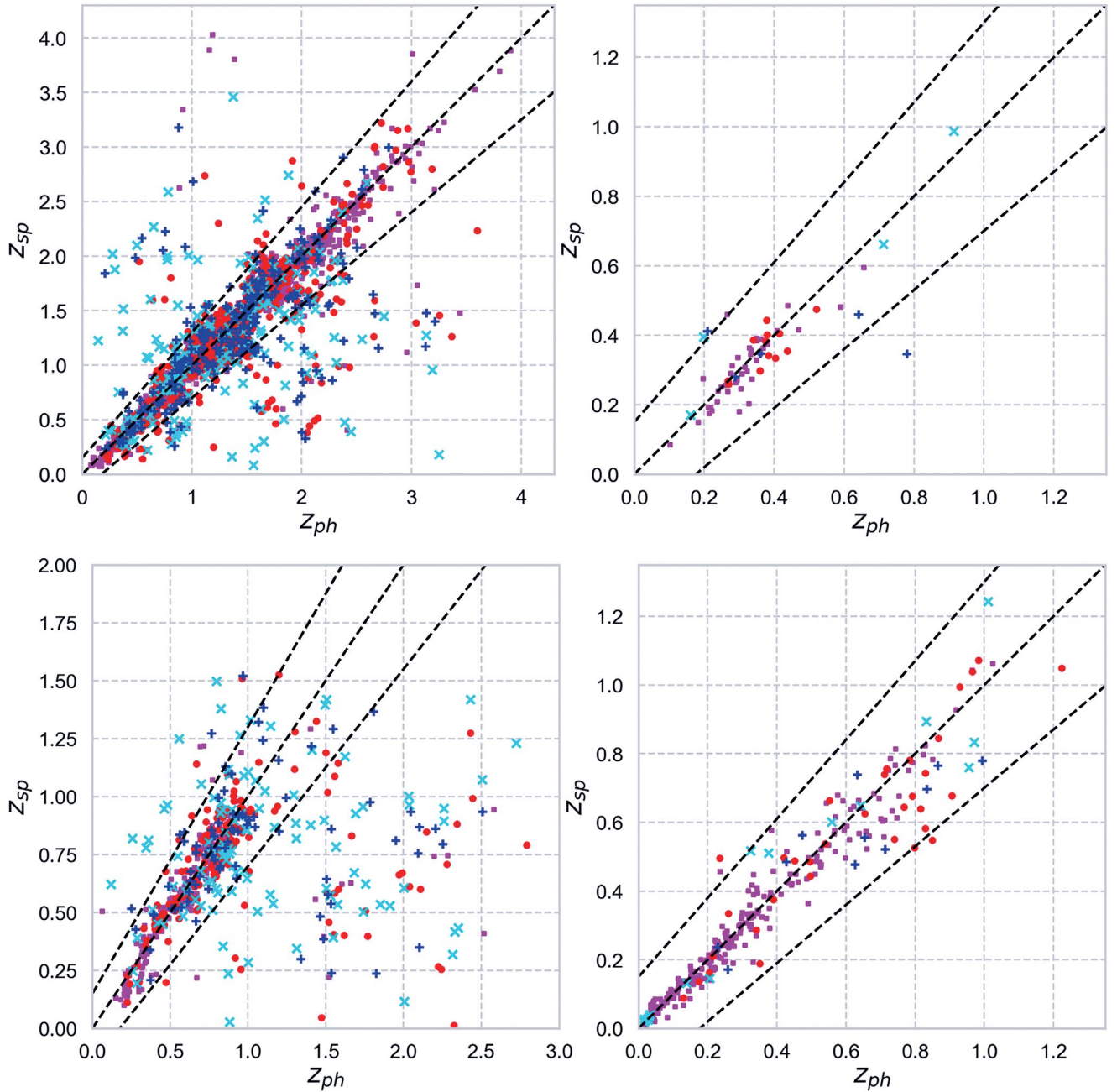


Рис. 4. Диаграммы рассеяния фотометрических красных смещений для рентгеновских источников eRosita-1%DESI-East для разных фотометрических и спектроскопических классов внегалактических рентгеновских источников (которые рассматривались в п. 4.1). На графиках показаны только объекты со спектральной классификацией DESI LIS (QSO — верхняя панель графиков, GALAXY — нижняя панель графиков). Фотометрические квазары показаны на графиках слева, фотометрические галактики — справа. На всех графиках разными символами и цветом показаны объекты в разных диапазонах по параметру надежности оценок photo-z (z_{Conf}): $z_{Conf} > 0.6$ (малиновые треугольники), $0.4 \leq z_{Conf} \leq 0.6$ (красные кружки), $0.3 < z_{Conf} \leq 0.4$ (синие плюсы), $z_{Conf} \leq 0.3$ (голубые кресты). За пределами черных штриховых линий находится область катастрофических выбросов ($\Delta z_{norm} > 0.15$) в измерениях photo-z.

где $\Delta z_{norm} = (\Delta z) / (1 + z_{ph})$, $\Delta z = z_{sp} - z_{ph}$, z_{sp} — спектральное красное смещение, z_{ph} — измерение SRGz (точный прогноз фотометрического красного смещения объекта по наиболее вероятному

значению распределения $PDF(z)$). Поверх графиков верхней панели рис. 3 подписаны значения метрик (нормализованное медианное отклонение σ_{NMAD} и доля катастрофических выбросов $n_{>0.15}$, см.

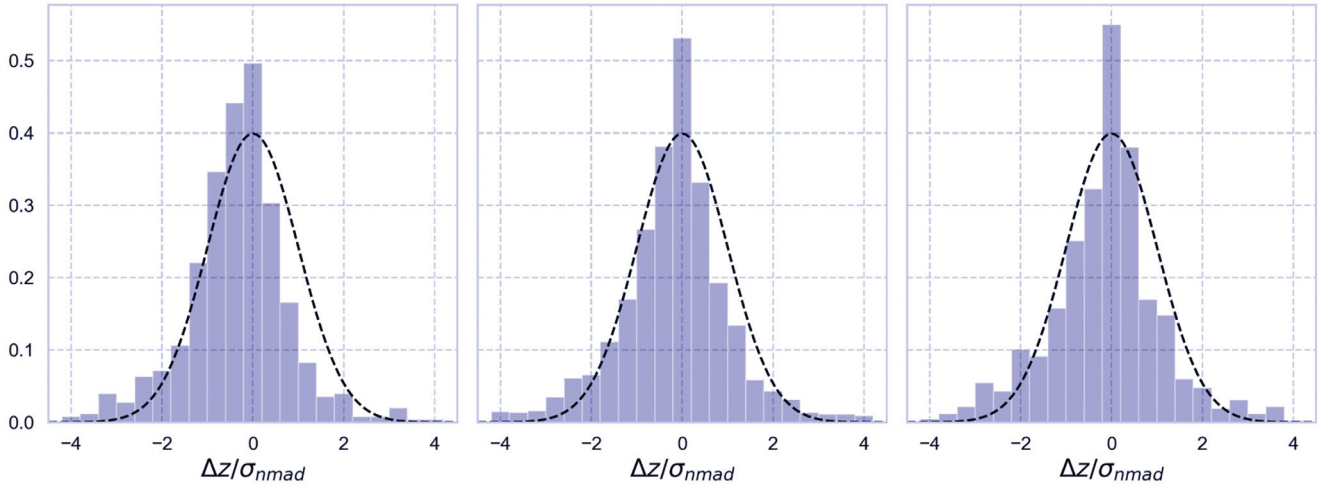


Рис 5. Распределения отклонений $\Delta z = z_{sp} - z_{ph}$ точечных прогнозов SRGz фотометрических красных смещений рентгеновских источников, нормированных на оценку стандартного отклонения σ_{NMAD} , для выборок источников eRosita-1%DESI-East в разных интервалах по рентгеновскому потоку: “bright” (слева), “medium” (в центре) и “faint” (справа). Штриховыми линиями показаны нормальные распределения с нулевым средним и единичной дисперсией. Из графиков следует, что измерения фотометрических красных смещений рентгеновских источников в SRGz имеют существенно негауссовый характер. Обращает на себя внимание как избыток объектов в крыльях распределения, так и их существенно несимметричная форма.

также Мещеряков и др., 2023) для каждой рентгеновской подвыборки.

На нижней панели рис. 3 представлена зависимость нормированного отклонения фотометрического красного смещения (Δz_{norm}) от звездной величины (в фильтре r DESI LIS) оптического компаньона рентгеновского источника. На этих графиках можно видеть, как меняется точность photo-z (по величине разброса Δz_{norm} и появлению выбросов) в зависимости от рентгеновского и оптического потока объекта.

4.2.1 Отличия в прогнозах photo-z для разных фотометрических / спектроскопических классов объектов. На рис. 4 показаны диаграммы рассеяния фотометрических красных смещений для рентгеновских источников eRosita-1%DESI-East для разных фотометрических и спектроскопических классов внегалактических рентгеновских источников (которые рассматривались в п. 4.1). На графиках показаны только объекты со спектральной классификацией DESI LIS (QSO – верхняя панель графиков, GALAXY – нижняя панель графиков). Фотометрические квазары показаны на графиках слева, фотометрические галактики – справа. На всех графиках разными символами и цветом показаны объекты в разных диапазонах по параметру надежности оценок photo-z ($zConf$ – см. формулу (38) в статье Мещеряков и др., 2023). Штриховыми и пунктирными прямыми на графиках показаны границы областей катастрофических выбросов.

Мы хотим обратить внимание читателя на несколько деталей:

1. Рентгеновские источники с фотометрическим классом GALAXY демонстрируют заметно более высокую точность измерения photo-z и практически не имеют катастрофических выбросов, в отличие от рентгеновских объектов с фотометрическим классом QSO.

2. Более половины катастрофических выбросов среди измерений photo-z попадают в объекты с низким значением $zConf$ и могут быть убраны путем соответствующей фильтрации.

3. Мы видим, что часть объектов фотометрического класса QSO, являющихся катастрофическими выбросами с точки зрения измерений красных смещений с $z_{sp} < z_{ph}$, обладают высоким значением $zConf$ и не могут быть отфильтрованы по этому параметру.

4.2.2. Негауссовость прогнозов SRGz. Далее мы коснемся вопроса, насколько прогнозы photo-z, полученные для рентгеновских источников моделями SRGz, можно считать гауссовыми. Для каждой выборки eRosita-1%DESI-East мы рассчитали величину нормированного медианного абсолютного отклонения σ_{NMAD} , являющуюся робастным способом оценки стандартного отклонения для колокола распределения ошибок измерений photo-z. На рис. 5 приведены распределения величины $(z_{sp} - z_{ph})/\sigma_{NMAD}$ для трех рассматриваемых рентгеновских выборок. Для сравнения, на графиках приведены функции нормального распределения с единичной дисперсией.

Из графиков рис. 5 следует, что измерения фотометрических красных смещений в SRGz имеют существенно негауссовый характер. Обращает на себя внимание как избыток объектов в крыльях распределения, так и их существенно несимметричная форма. Таким образом, полученные вероятностные прогнозы photo-z рентгеновских источников не могут характеризоваться только двумя параметрами (среднее и дисперсия прогноза), имеют сложную форму (иногда с несколькими пиками) и требуют рассмотрения полных распределений $PDF(z)$, которые приводятся системой SRGz для каждого объекта.

В следующем разделе мы подробно остановимся на особенностях полных вероятностных прогнозов SRGz для фотометрических красных смещений рентгеновских объектов и методе их калибровки.

4.3. Точечные прогнозы SRGz: выводы

Мы обращаем внимание на следующие особенности точечных измерений SRGz фотометрических красных смещений рентгеновских источников ePOZITA:

1. Нами отмечается высокая точность фотометрических красных смещений, полученных моделями SRGz, для рентгеновских источников в двухлетнем обзоре неба ePOZITA: стандартное отклонение ($\sigma_{NMAD} \approx 4\%$) для оптических компаньонов рентгеновских источников с $F_{X,0.5-2} \geq 1.5 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

2. В измерениях photo-z рентгеновских квазаров присутствуют, так называемые, катастрофические выбросы — значительные отклонения измерения photo-z от красных смещений линий в спектрах объектов. Присутствие выбросов в прогнозах вызвано неоднозначностью самого преобразования фотометрических признаков рентгеновских объектов в красные смещения ($X_{\text{ph}} \rightarrow z$). При этом, доля выбросов зависит от различных факторов: от набора использованных фотометрических фильтров (Мещеряков и др., 2018), от выбранного алгоритма photo-z, репрезентативности и объема тренировочных выборок (или набора шаблонов), на которых модель обучается. Модели SRGz в области покрытия обзоров DESI Legacy Imaging Surveys/Pan-STARRS1/SDSS, в настоящее время, позволяют получить прогнозы photo-z с долей выбросов на уровне $n_{>0.15} = 7-8.5\%$ для рентгеновских источников с $F_{X,0.5-2} \geq 1.5 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

3. Еще одной важной особенностью прогнозов фотометрических красных смещений рентгеновских квазаров (связанной напрямую с наличием выбросов) является их негауссовость, что не позволяет при описании ошибки прогноза photo-z ограничиться только значением его стандартного отклонения. Функция распределения вероятностного

прогноза $PDF(z)$ может иметь мультимодальный характер. Восстановление этой функции для каждого рентгеновского объекта является значительно более сложной задачей, чем получение точечного прогноза z_{ph} .

5. ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ПРОГНОЗЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ И ИХ КАЛИБРОВКА

В этом разделе статьи будет рассмотрен метод восстановления полного вероятностного прогноза $PDF(z)$ фотометрического красного смещения рентгеновского объекта (который используется в системе SRGz версии 2.1, см. Мещеряков и др., 2023) и предложена модель его калибровки, а также выполнен анализ качества калибровки прогнозов SRGz на рентгеновских выборках eRosita-1%DESI-East. Отметим, что описанная ниже модель калибровки вероятностных прогнозов может также применяться для других приложений квантильной регрессии за пределами астрофизической предметной области.

5.1. Измерения фотометрических красных смещений рентгеновских источников в SRGz

Для вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений в системе SRGz версии 2.1 (рассматриваемой в данной работе) применяется метод квантильного случайного леса (см. подробное описание модели применительно к астрономии в Мещеряков и др., 2018, 2023). Алгоритм случайного леса был предложен Лео Брейманом (Брейман, 2001) и впервые применен для задач квантильной регрессии в работе (Майнсхаузен, 2006). В астрономии, случайный лес является, в настоящее время, одним из самых широко используемых алгоритмов машинного обучения. В частности, для измерения фотометрических красных смещений галактик он используется в модели TPZ (Карраско Кинд, Бруннер, 2013). В системе SRGz мы адаптировали случайный лес для задачи измерения photo-z рентгеновских источников. В SRGz алгоритм случайного леса используется в варианте деревьев решений построенных без ограничения глубины. Свойства подобных моделей подробно изучались в работе (Танг и др., 2018). Каждое дерево решений случайного леса на выходе указывает на объект спектральной тренировочной выборки, который оно определило как «ближайший» в процессе своего разбиения (представление о методе случайного леса как об адаптивном алгоритме ближайших соседей рассматривалось в статье Лин, Джеон, 2006). Дерево случайного леса выбирает спектральный объект из случайной подвыборки (полученной путем бутстреп агрегации, так называемый бэггинг) тренировочных объектов;

построение дерева ведется на случайной подвыборке фотометрических признаков (так называемый подход случайных подпространств). Такой процесс выбора случайных подвыборок объектов и признаков для построения деревьев решений называется их рандомизацией. Таким образом, алгоритм случайного леса SRGz позволяет получить ансамбль прогнозов фотометрических красных смещений сделанными рандомизированными деревьями решений для каждого рентгеновского объекта.

Полученный ансамбль прогнозов деревьев решений случайного леса $\{z_1, \dots, z_n\}$ (где $n = 288$ для моделей SRGz, описанных в работе Мешеряков и др., 2023), является эмпирическим представлением вероятностного прогноза красного смещения $PDF(z)$ для заданного рентгеновского объекта с набором фотометрических признаков X_{ph} :

$$P_S(z) = \frac{1}{\sum_{s=1}^n w_s} \sum_{s=1}^n w_s \delta(z - z_s), \quad (3)$$

где $\sigma(x)$ — дельта-функция Дирака, а w_s — вес прогноза (z_s) дерева решений s . Для модели photo-z без использования дополнительной калибровки (см. п. 5.2) веса всех деревьев равны $w_s = 1$.

Для измерения фотометрического красного смещения объекта мы вычисляем взвешенную (см., например, Динардо и др., 1996) функцию ядерной оценки плотности распределения (3) с подобранной эмпирически величиной параметра сглаживания $h = 0.1$:

$$P_{KDE}(z) = \frac{1}{h \sum_{s=1}^n w_s} \sum_{s=1}^n w_s \mathcal{N}\left(\frac{z - z_s}{h}\right), \quad (4)$$

где $\mathcal{N}(x)$ — функция нормального распределения с нулевым средним $\mu = 1$ и единичной дисперсией $\sigma^2 = 1$. Фотометрическое красное смещение объекта соответствует максимуму функции ядерной оценки плотности на сетке прогнозов деревьев $\{z_1, \dots, z_n\}$:

$$z_{ph} = \underset{z_s}{\operatorname{argmax}} P_{KDE}(z_s). \quad (5)$$

Модель калибровки вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений рентгеновских источников описана ниже.

5.2. Калибровка вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений

Прогнозы $PDF(z)$ рентгеновских источников, полученные SRGz методом квантильного случайного леса (см. п. 5.1), могут нуждаться в дополнительной калибровке по нескольким причинам.

Во-первых, прогноз z_{ph} получается из эмпирического распределения прогнозов независимых деревьев решений $P_S(z)$ путем некоторой процедуры усреднения и распределение $PDF(z_{ph})$, таким образом, должно иметь меньший разброс, чем $PDF(z_s)$ для независимых деревьев решений. Во-вторых, деревья решений в составе случайного леса не являются полностью независимыми (так как строятся на пересекающихся выборках спектральных объектов). Мы можем сделать вывод, что текущие модели измерения фотометрических красных смещений SRGz (как и подавляющее большинство предложенных в литературе подходов photo-z на основе машинного обучения и с использованием шаблонов, см. обсуждение в § 4.1.1 обзора Ньюман, Груен, 2022) не гарантируют калибровку полного вероятностного прогноза $PDF(z)$ рентгеновских источников.

Сильной стороной прогнозов SRGz на основе случайного леса является их высокая точность по метрикам σ_{NMAD} и $n_{>0.15}$ по отношению к другим предложенным моделям photo-z рентгеновских источников (Мешеряков и др., 2023). Необходимо также отметить, что качество калибровки вероятностных прогнозов красных смещений никак не гарантирует точности photo-z. Так, в работе Шмидт и др. (2020) продемонстрирована тривиальная модель *trainZ* (представляющая собой распределение спектральных красных смещений тренировочной выборки), которая имеет идеальную калибровку и при этом посредственную точность прогнозов. Ниже мы предложим метод калибровки вероятностных прогнозов красного смещения, который не меняет положение максимума распределения вероятностного прогноза (и, таким образом, сохраняет высокую точность измерений z_{ph}) и, при этом, существенно улучшает калибровку $PDF(z)$.

Современный обзор лучших подходов к проблеме калибровки моделей машинного (глубокого) обучения приведен в статье (Ванг, 2023). Одним из алгоритмов, сочетающим в себе точность калибровки и низкую вычислительную сложность, является метод температурного масштабирования вероятностей (Temperature Scaling, см. Мозафари и др., 2018; Платт, 2000). Основываясь на данном подходе, мы предлагаем следующую модель калибровки вероятностного прогноза красных смещений.

Введем вспомогательную функцию $W(z, T)$:

$$W(z, T) = \frac{\exp(\ln(P_{KDE}(z; w_s = 1)) / T)}{P_{KDE}(z; w_s = 1)}, \quad (6)$$

где $P_{KDE}(z; w_s = 1)$ — функция ядерной оценки плотности распределения вероятностного прогноза красного смещения по формуле (3) с весами равными единице; T — параметр модели температурного масштабирования.

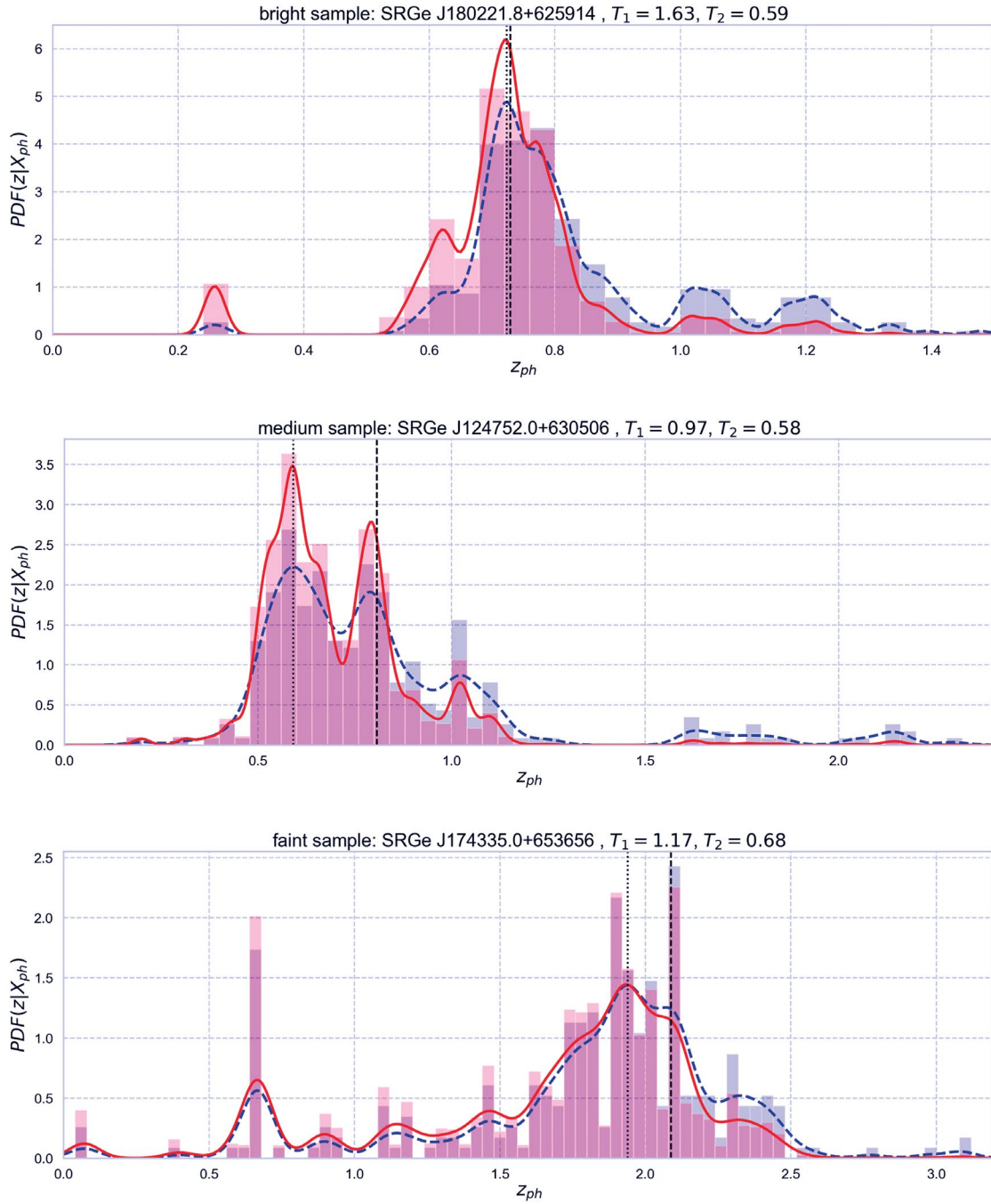


Рис. 6. Примеры вероятностных прогнозов $PDF(z)$, сделанных моделями SRGz для объектов выборок “bright” (верхняя панель), “medium” (средняя панель) и “faint” (нижняя панель). Эмпирическое распределение $P_S(z)$ показано в виде гистограммы голубого цвета, $P_{KDE}(z)$ – штриховая синяя линия на графиках. Калиброванные эмпирические распределения $P_S(z)$ показаны в виде гистограмм красного цвета, калиброванные функции ядерной оценки плотности распределения $P_{KDE}(z)$ показаны сплошной красной линией на графиках. Параметры модели двухтемпературной калибровки подписаны в заголовке графиков. Вертикальные пунктирная и штриховая линии обозначают точечный прогноз фотометрического красного смещения (z_{ph}) и спектральное красное смещение (z_{sp}) объекта соответственно. На верхнем графике фотометрическое красное смещение объекта очень хорошо согласуется с результатом спектроскопических измерений. Два других источника демонстрируют расхождения между измерениями z_{ph} и z_{sp} . Наибольшее расхождение между фотометрическим и спектральным измерениями демонстрирует объект на средней панели. Также здесь хорошо виден мультимодальный характер прогнозов photo-z рентгеновских квазаров по выбранной системе широкополосных фильтров: $PDF(z)$ имеет в этом случае несколько пиков, одному (наиболее вероятному) из которых следует прогноз photo-z, в другом лежит спектральное измерение красного смещения.

Для каждого прогноза z_s дерева решений (входящего в состав ансамбля прогнозов случайного леса $s = 1, \dots, n$ деревьев, см. (3)) мы будем вычислять вес w_s по следующим формулам (отдельно для левого и правого крыла функции распределения по отношению к z_{ph}):

$$w_s = \begin{cases} \frac{W(z_s, T_1)}{W(z_{ph}, T_1)}, & \text{если } z_s < z_{ph}, \\ \frac{W(z_s, T_2)}{W(z_{ph}, T_2)}, & \text{если } z_s \geq z_{ph}. \end{cases} \quad (7)$$

Далее, калиброванный вероятностный прогноз красного смещения может быть рассчитан по приведенным ранее формулам (3)–(4), подставляя в них веса (7).

Параметры модели калибровки T_1 и T_2 будут определяться нами на рассматриваемых в данной работе рентгеновских выборках с известными спектроскопическими красными смещениями для оптических компаньонов рентгеновских объектов. На заданной выборке для поиска параметров модели калибровки мы будем минимизировать значение статистики (KS) в тесте Колмогорова–Смирнова:

$$KS = \max_{|\Delta z|} |CDF(|\Delta z|) - CDF(|\Delta z|)|, \quad (8)$$

где $CDF(|\Delta z|)$ и $CDF(|\Delta z|)$ – теоретические и наблюдаемые значения функции распределения для величины $|\Delta z| = |z_{sp} - z_{ph}|$. Для оптимизации параметров T_1 и T_2 мы будем отдельно рассматривать подвыборки объектов со спектральными красными смещениями по левую ($z_{sp} < z_{ph}$) и правую ($z_{sp} \geq z_{ph}$) сторону от точечных прогнозов z_{ph} соответственно. Отметим, что предлагаемый здесь метод позволяет откалибровать прогнозы доверительных интервалов для величины z_{ph} .

На рис. 6 приведены примеры вероятностных прогнозов $PDF(z)$, сделанных моделями SRGz для трех рентгеновских источников eRosita-1%DESI-East (случайно взятых из выборок “bright”, “medium” и “faint”). Эмпирическое распределение $P_S(z)$ показано в виде гистограммы голубого цвета (с шагом $\Delta z_{bin} = 0.04$), $P_{KDE}(z)$ – штриховая синяя линия на графиках. Калиброванные эмпирические распределения $P_S(z)$ показаны в виде гистограмм красного цвета, калиброванные функции ядерной оценки плотности распределения $P_{KDE}(z)$ показаны сплошной красной линией на графиках. Параметры модели двух-температурной калибровки подписаны в заголовке графиков. Вертикальные пунктирная и штриховая линии обозначают точечный прогноз фотометрического красного смещения (z_{ph}) и спектральное красное смещение (z_{sp}) объекта соответственно. На верхнем графике фотометрическое

красное смещение объекта очень хорошо согласуется с результатом спектроскопических измерений. Два других источника демонстрируют расхождения между измерениями z_{ph} и z_{sp} . Наибольшее расхождение между фотометрическим и спектральным измерением демонстрирует объект на средней панели рис. 5.1. Также здесь хорошо виден мультимодальный характер прогнозов photo-z рентгеновских квазаров по выбранной системе широкополосных фильтров: $PDF(z)$ имеет в этом случае несколько пиков, одному (наиболее вероятному) из которых следует прогноз photo-z, в другом лежит спектральное измерение красного смещения.

Необходимо отметить ряд особенностей калибровки вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений, сделанных методом двух-температурного масштабирования (которые также хорошо видны на рис. 6):

- В результате калибровки не изменяется положение пиков на графике $PDF(z)$, меняется только их относительная высота и ширина. Предлагаемый метод постобработки вероятностных прогнозов не изменяет порядок пиков по высоте по одну сторону от главного пика z_{ph} – если один пик был выше другого, то он так и останется выше после калибровки.

- Значение параметра “температуры” $T = 1$ в предлагаемом методе соответствует случаю вероятностных прогнозов без дополнительной калибровки. При $T > 1$ вероятность в соответствующем крыле $PDF(z)$ увеличивается, при $T < 1$ – масса вероятности уменьшается.

- Левое и правое крылья (относительно z_{ph}) распределения $PDF(z)$ калибруются независимо в соответствии со своими параметрами (“температурами”) T_1 и T_2 . Это позволяет обладать большей гибкостью при калибровке несимметричных профилей $PDF(z)$, характерных для квазаров.

В следующей части мы рассмотрим результаты калибровки вероятностных смещений рентгеновских квазаров eRosita-1%DESI-East предложенным здесь методом.

5.3. Результаты калибровки вероятностных прогнозов SRGz

Можно задаться вопросом, в какой степени измерения $P_S(z)$ (см. формулу (3)), полученные SRGz для объектов из рассматриваемых рентгеновских выборок, в действительности, можно считать прогнозами вероятности обнаружить объект на том или ином красном смещении? Степень калибровки вероятностного прогноза красного смещения можно наглядно представить с помощью так называемых PIT-диаграмм (PIT, англ. Probability Integral Transform, см., например, Д’Инсанто, Полстерер, 2018; Мещеряков и др., 2018; Дэвид, 1984) и квантильных графиков (QQ-диаграмм) на

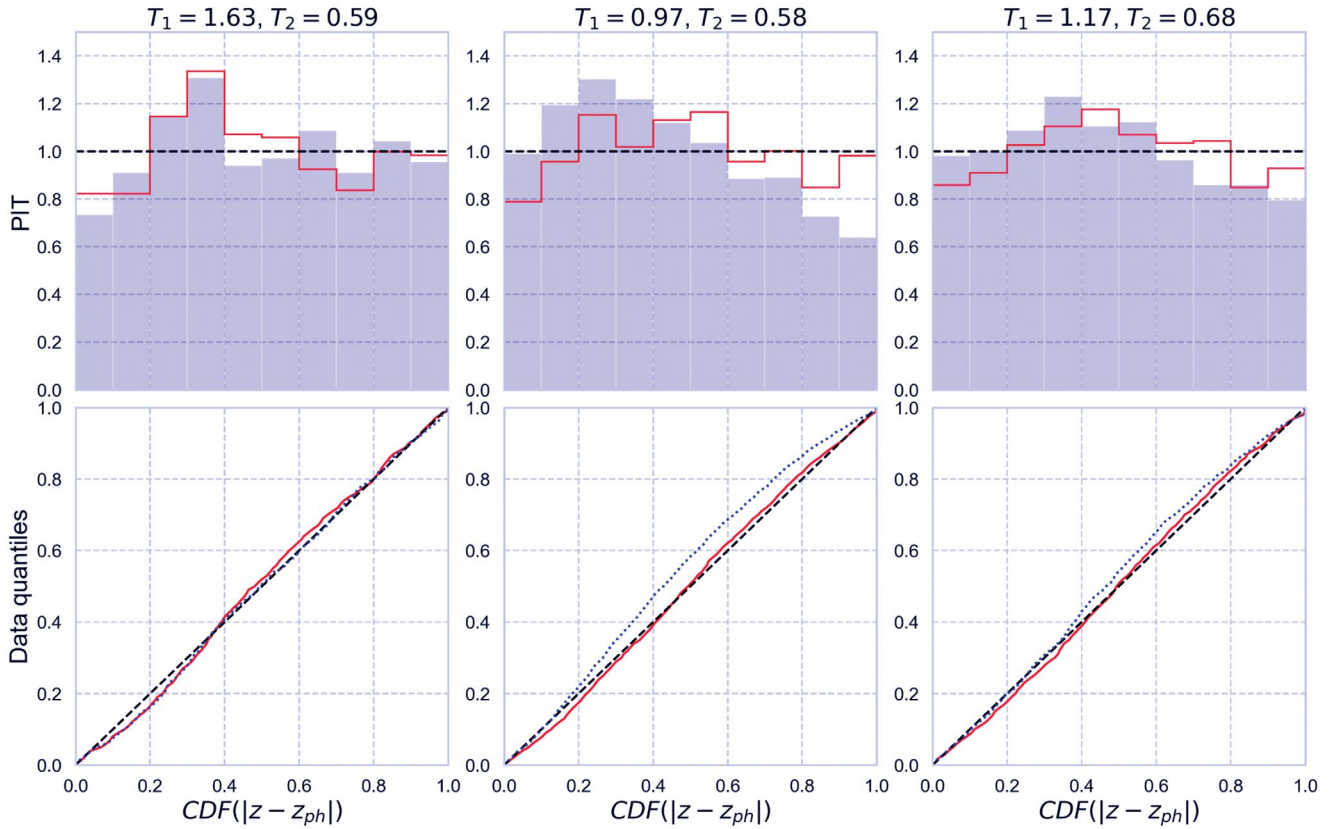


Рис. 7. PIT-диаграммы (вверху) и QQ-диаграммы (внизу) иллюстрируют калибровку вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений SRGz для трех выборок рентгеновских источников eRosita-1%DESI-East: “bright” (слева), “medium” (в центре) и “faint” (справа). Вероятностные прогнозы с идеальной калибровкой соответствуют горизонтальной прямой линии на PIT-диаграмме и диагонали графика квантилей (показаны черными штриховыми линиями на графиках). PIT-диаграмма для вероятностных прогнозов SRGz до и после калибровки показана соответственно в виде закрашенной синей гистограммы и сплошной красной линией на верхней панели графиков. Соответствующие QQ-диаграммы прогнозов SRGz показаны синими пунктирными линиями (до калибровки) и сплошными красными линиями (после калибровки) на нижней панели рисунка. Значения параметров метода калибровки $PDF(z)$ приведены над верхней панелью графиков.

их основе. Отметим, что мы рассматриваем здесь PIT и QQ-диаграммы, построенные для величины $|\Delta z| = |z_{sp} - z_{ph}|$, что будет отражать качество доверительных интервалов на измерение z_{ph} .

На рис. 7 показаны PIT (верхняя панель) и QQ-диаграммы для трех тестовых выборок источников eRosita-1%DESI-East в разных диапазонах по рентгеновскому потоку (см. п. 4.2): “bright” (слева), “medium” (в центре) и “faint” (справа). Вероятностные прогнозы с идеальной калибровкой соответствуют горизонтальной прямой линии на PIT-диаграмме и диагонали графика квантилей (показаны черными штриховыми линиями на графиках). PIT-диаграмма для вероятностных прогнозов SRGz до и после калибровки показана соответственно в виде закрашенной синей гистограммы и сплошной красной линией на верхней панели графиков. Соответствующие QQ-диаграммы прогнозов SRGz показаны синими пунктирными

линиями (до калибровки) и сплошными красными линиями (после калибровки) на нижней панели рисунка. Выбранные значения параметров калибровки для разных рентгеновских подвыборок приведены на рис. 6.

Как видно на рис. 7, вероятностные прогнозы SRGz без калибровки демонстрируют расхождения в значениях теоретического и наблюдаемого значений $CDF(|\Delta z|)$ (особенно заметные для выборки “medium”). Постобработка вероятностных прогнозов, предложенная в п. 5.2, позволяет значительно улучшить калибровку доверительных интервалов прогнозов фотометрических красных смещений рентгеновских источников.

6. ВЫВОДЫ

В настоящей работе рассматривается популяция точечных рентгеновских источников двухлетнего

обзора СРГ/еРОЗИТА в области 1%-го спектроскопического обзора DESI в восточной галактической полусфере. Мы исследуем фотометрические и спектральные измерения классов и красных смещений рентгеновских объектов в трех выборках с ограничением по рентгеновскому потоку: $F_{X,0.5-2} \geq 4 \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻² (яркая), $F_{X,0.5-2} = (1.5 - 4) \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻² (средняя), $F_{X,0.5-2} = (0.6 - 1.5) \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻² (слабая) с общей площадью 91.4, 91.4 и 16.62 кв. градусов соответственно. Представленные рентгеновские выборки сочетают в себе большую площадь (значительно превышающую площадь среднеформатных рентгеновских обзоров неба XMM–XXL, Stripe82X на потоках $F_{X,0.5-2} \geq 1.5 \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻² и сравнимую с рентгеновским обзором eFEDS) и рекордно высокую полноту спектроскопических измерений оптических компаньонов. Мы приводим общую информацию о популяциях рентгеновских источников, их фотометрической классификации и измерении красных смещений системой SRGz в сравнении со спектральными/астрометрическими измерениями DESI EDR, SDSS, HELP, GAIA.

Нами отмечается высокая точность фотометрических красных смещений полученных моделями SRGz для рентгеновских источников в двухлетнем обзоре неба еРОЗИТА (в области покрытия фотометрических обзоров DESI Legacy Imaging Surveys/Pan-STARRS1/SDSS): стандартное отклонение $\sigma_{NMAD} \approx 4\%$ и доля выбросов на уровне $n_{>0.15} = 7-8.5\%$ (для оптических компаньонов рентгеновских источников с $F_{X,0.5-2} \geq 1.5 \times 10^{-14}$ эрг с⁻¹ см⁻²). Прогнозы photo-z рентгеновских источников в SRGz имеют негауссовый характер; качество калибровки $PDF(z)$ важно для точной оценки доверительных интервалов прогноза красных смещений.

Нами предложен метод постобработки вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений внегалактических объектов, основанный на алгоритме двух-температурного масштабирования вероятностей. Применение метода позволяет уточнить калибровку доверительных интервалов красных смещений источников, не оказывая влияния на полученные наиболее вероятные значения их photo-z. Мы используем предложенный подход для калибровки вероятностных прогнозов фотометрических красных смещений точечных рентгеновских источников еРОЗИТА, полученных моделью SRGz. Следует отметить, что данный метод также может быть использован для калибровки $PDF(z)$ астрономических объектов полученных различными моделями photo-z (как на основе шаблонов, так и на основе машинного обучения).

Настоящее исследование основано на наблюдениях телескопа еРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице

Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (МРЕ) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Используемые в настоящей работе данные телескопа еРозита обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/еРОЗИТА. Система SRGz создана в научной рабочей группе по поиску рентгеновских источников, их отождествлению и составлению каталога по данным телескопа СРГ/еРОЗИТА в отделе астрофизики высоких энергий ИКИ РАН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00343.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. DESI коллаборация и др. (DESI Collaboration, G. Adame, J. Aguilar, S. Ahlen, S. Alam, G. Aldering, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2306.06308 (2023).
2. Алмейда и др. (A. Almeida, S.F. Anderson, M. Argudo-Fernández, C. Badenes, K. Barger, J.K. Barrera-Ballesteros, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **267**, 44 (2023).
3. Ананна и др. (T.T. Ananna, M. Salvato, S. LaMassa, C.M. Urry, N. Cappelluti, C. Cardamone, et al.), *Astrophys. J.* **850**, 66 (2017).
4. Брейман (L. Breiman), *Machine Learn.* **45**, 5 (2001).
5. Брешиа и др. (M. Brescia, M. Salvato, S. Cavuoti, T.T. Ananna, G. Riccio, S.M. LaMassa, et al.), *MNRAS* **489**, 663 (2019).
6. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **48**, 167 (2022) [R.A. Burenin, *Astron. Lett.* **48**, 153 (2022)].
7. Ванг (C. Wang), arXiv e-prints, p. arXiv:2308.01222 (2023).
8. Ву, Шен (Q. Wu and Y. Shen), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **263**, 42 (2022).
9. Гомес и др. (Z. Gomes, M.J. Jarvis, I.A. Almosallam, and S.J. Roberts), *MNRAS* **475**, 331 (2018).
10. Д'Инсанта, Полстерер (A. D'Isanto and K.L. Polsterer), *Astron. Astrophys.* **609**, A111 (2018).

11. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, et al.), *Astron. J.* **157**, 168 (2019).
12. Динардо и др. (J. Dinardo, N. Fortin, and T. Lemoineux), *Econometrica* **64**, 1001 (1996).
13. Дэвид (A.P. Dawid), *J. Royal Statistic. Soc.: Ser. A (General)* **147**, 278 (1984).
14. Карраско Кинд, Бруннер (M. Carrasco Kind and R.J. Brunner), *MNRAS* **432**, 1483 (2013).
15. Коллаборация Euclid и др. (Euclid Collaboration, G. Desprez, S. Paltani, J. Coupon, I. Almosallam, A. Alvarez-Ayllon, et al.), *Astron. Astrophys.* **644**, A31 (2020).
16. Лин и Джеон (Y. Lin and Y. Jeon), *J. Am. Statistic. Associat.* **101**, 578 (2006).
17. Люк и др. (B.W. Lyke, A.N. Higley, J.N. McLane, D.P. Schurhammer, A.D. Myers, A.J. Ross, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **250**, 8 (2020).
18. Майнсхаузен (N. Meinshausen), *J. Machine Learn. Res.* **7**, 983 (2006).
19. Медведев П.С., Гильфанов М.Р., Сазонов С.Ю. и др., *Письма в Астрон. журн.* **49**, 35 (2023) [P.S. Medvedev, M.R. Gilfanov, S.Y. Sazonov, R.A. Sunyaev, and G.A. Khorunzhev, *Astron. Lett.* **48**, 735 (2022)].
20. Мейнзер и др. (A. Mainzer, J. Bauer, T. Grav, J. Masiero, R.M. Cutri, J. Dailey, et al.), *Astrophys. J.* **731**, 53 (2011).
21. Мещеряков А.В., Глазкова В.В., Герасимов С.В., Машечкин И.В., *Письма в Астрон. журн.* **44**, 801 (2018) [A.V. Meshcheryakov, V.V. Glazkova, S.V. Gerasimov, and I.V. Mashechkin, *Astron. Lett.* **44**, 735 (2018)].
22. Мещеряков А.В., Борисов В.Д., Хорунжев Г.А. и др., *Письма в Астрон. журн.* **49**, 441 (2023) [A.V. Meshcheryakov, V.D. Borisov, G.A. Khorunzhev, P.A. Medvedev, M.R. Gilfanov, M.I. Belvedersky, et al., *Astron. Lett.* **49**, 359 (2023)].
23. Мозафари и др. (A. Sadat Mozafari, H. Siqueira Gomes, W. Leao, S. Janny, and C. Gagn'e), *arXiv e-prints*, p. arXiv:1810.11586 (2018).
24. Ньюман, Груен (J.A. Newman and D. Gruen), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **60**, 363 (2022).
25. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
26. Платт (J. Platt), *Adv. Large Margin Classif.* **10** (2000).
27. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
28. Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, T. Jarrett, et al.), *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
29. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
30. Танг и др. (C. Tang, D. Garreau, and U. von Luxburg), in S. Bengio, H. Wallach, H. Larochelle, K. Grauman, N. Cesa-Bianchi, and R. Garnett (Es.), *Adv. in Neural Information Processing Systems*, Vol. 31, Curran Associates, Inc. (2018).
31. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, et al.), *arXiv e-prints*, p. arXiv:1612.05560 (2016).
32. Ширли и др. (R. Shirley, K. Duncan, M.C. Campos Varillas, P.D. Hurley, K. Malek, Y. Roehlly, et al.), *MNRAS* **507**, 129 (2021).
33. Шмидт и др. (S.J. Schmidt, A.I. Malz, J.Y.H. Soo, I.A. Almosallam, M. Brescia, S. Cavuoti, et al.), *MNRAS* **499**, 1587 (2020).
34. Шоссидон и др. (E. Chaussidon, C. Yèche, N. Palanque-Delabrouille, D.M. Alexander, J. Yang, S. Ahlen, et al.), *Astrophys. J.* **944**, 107 (2023).

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР И МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗ ВЫСОКОТОЧНЫХ ДАННЫХ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ФОТОМЕТРИИ

© 2024 г. Ю. В. Пахомов¹ *¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.10.2023 г.

После доработки 14.11.2023 г.; принята к публикации 10.12.2023 г.

Представлен анализ точности оценки звездных параметров (эффективной температуры T_{eff} , ускорения силы тяжести $\log g$, металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$, углового диаметра θ) и избытка цвета $E(B-V)$, получаемых методом минимизации χ^2 при использовании данных широкополосной фотометрии, на примере фотометрических систем Джонсона–Казинса, 2MASS и моделей звездных атмосфер ATLAS9. Метод протестирован на внутреннюю точность и с использованием реальных объектов: отдельных звезд и звезд скоплений. Для получения приемлемых результатов требуется высокая точность фотометрии ($\sigma_m < 0.01 \dots 0.015^m$), при которой ошибки составляют $\sigma T_{\text{eff}} \approx 2-5\%$, $\sigma \log g \approx 0.6$, $\sigma [\text{Fe}/\text{H}] \approx 1$, $\sigma \theta \approx 2\%$ и $\sigma E(B-V) \approx 0.02-0.07^m$ для звезд с $T_{\text{eff}} < 8000$ К. Для более горячих звезд — σT_{eff} до 10%, $\sigma \log g \approx 0.6$ dex, $\sigma \theta \approx 3\%$, $\sigma E(B-V) \approx 0.02-0.07^m$, но определение металличности становится невозможным. Показана возможность использования метода для оценки избытка цвета в звездных полях. Обсуждаются ограничения метода.

Ключевые слова: звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824010042, EDN: OQYKPB

ВВЕДЕНИЕ

Определение звездных параметров (эффективной температуры T_{eff} , радиуса, массы или производных от них параметров — светимости, ускорения силы тяжести $\log g$) является важной задачей физики одиночных звезд и звездных систем, таких как двойные и кратные звезды, рассеянные и шаровые звездные скопления. Спектры высокого разрешения дают наиболее полную информацию о физике и кинематике звезд, а также позволяют определять химический состав и скорости радиального движения, вращения, микро- и макротурбулентности. Более того, спектр, нормированный на уровень континуума, не чувствителен к межзвездному покраснению, исключая поглощение в нескольких линиях и полосах. Но спектральные наблюдения с высоким разрешением требуют больших телескопов и большого времени экспозиции, что сильно ограничивает количество изучаемых объектов. Спектральное распределение энергии (SED) также несет некоторую информацию о звездной атмосфере (см. обзор Аллеппе Прието, 2016). Поток в выбранных полосах фотометрических систем чувствителен к одному или нескольким параметрам звезды, в первую очередь, к эффективной температуре, и менее чувствителен к металличности и ускорению силы тяжести, что

позволяет построить калибровочные зависимости между параметрами и показателями цвета узко- и среднеполосных фотометрических систем (см., например, Сипперстад, 1980; Торра и др., 1990; Ли и др., 2005). Для широкополосных фотометрических систем большинство калибровок позволяют оценить только эффективную температуру (см., например, Алонсо и др., 1999; Рамirez, Мелендес, 2005) с использованием независимых определений температур ряда звезд. Однако этот подход требует на входе нормальных цветов без влияния межзвездного покраснения. Его учет — отдельная трудоемкая задача. Обычно для оценки $E(B-V)$ для индивидуальных звезд используются трехмерные карты галактического поглощения (см., например, Арену и др., 1992; Шлафли и др., 2014; Гончаров, 2017) или 2D-карты из работ Шлегель и др. (1998), Шлафли, Финкбейнер (2011) для далеких звезд над галактическим диском.

Большую проблему представляет одновременная оценка параметров звезд (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$) и межзвездного покраснения $E(B-V)$ (или поглощения A_V в фильтре V) фотометрическими методами. Чтобы облегчить задачу, приходится привлекать дополнительную информацию. Беликов, Росер (2008) применили метод интервально-кластерного анализа для определения астрофизических параметров звезд по данным широкополосной фотометрии даже при наличии межзвездного покраснения, благодаря использованию свободных

* Электронный адрес: pakhomov@inasan.ru

от покраснения Q -индексов. Среди множества формальных решений по соответствующим критериям выбирается наиболее вероятное. Монгуио и др. (2014) использовали индексы фотометрии Стрёмгрена, менее чувствительные к покраснению, и эволюционные треки звезд. Сан и др. (2023) разработали алгоритм для поиска T_{eff} , $[\text{Fe}/\text{H}]$, абсолютной звездной величины в G -фильтре Gaia M_G и покраснения $E(G_{BP} - G_{RP})$ отдельных звезд с использованием эмпирической звездной библиотеки, которая сопоставляет звездные параметры с многополосной фотометрией и параллаксом, а также привлекает параметры атмосфер из проекта LAMOST. Лоренцо-Гутиеррес и др. (2020) разработали метод минимизации χ^2 (подход Монте-Карло) в рамках сетки моделируемых цветов проекта GALANTE (семь узко- и среднеполосных фильтров в диапазоне длин волн 3000–9000 Å, предназначенных специально для извлечения максимума информации о физических свойствах звезд). Здесь авторы не используют априорную информацию.

Все авторы применяют методы минимизации отклонений между наблюдаемыми и теоретическими звездными величинами в разных фильтрах. Точность современных фотометрических обзоров не позволяет получить этими методами однозначное решение (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$, $E(B-V)$), поэтому привлекается дополнительная информация в виде эволюционных треков, изохрон, параллаксов Gaia, карт межзвездного поглощения, а также используется вероятностный подход для оценки параметров звезд. Байо и др. (2008) разработали сервис VOSA (virtual observatory SED analyzer), который по известным потокам или звездным величинам в разных диапазонах длин волн (сервис поддерживает практически все фильтры фотометрических обзоров) позволяет получить вероятностную оценку T_{eff} , $\log g$ для маломассивных звезд со значениями $\log g$ от 3.5 до 4.5 и известным поглощением A_V с использованием эволюционных треков и изохрон. В интерфейсе сервиса доступно изменение диапазона металличности применяемых сеток моделей SED. Проект STARHOUSE (Кейроз и др., 2018) привлекает данные ряда спектроскопических обзоров для оценки звездных масс, возрастов и межзвездного поглощения A_V путем анализа распределения вероятности на сетке эволюционных моделей.

В настоящее время наибольшее количество фотометрических наблюдений звезд выполнено широкополосными фильтрами. При этом нередко параллаксы Gaia имеют низкую достоверность из-за ошибок астрометрического решения и не могут быть использованы для оценки светимости звезд. Остаются использовать только фотометрические данные. Цели данной работы — оценка точности широкополосной фотометрии, необходимой для независимого определения звездных параметров

(T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$) и избытка цвета $E(B-V)$ только на основании фотометрических данных, а также оценка точности этих параметров для звезд разных спектральных классов и светимостей. В настоящей статье мы представляем и анализируем метод минимизации χ^2 для оценки звездных параметров (T_{eff} , $E(B-V)$, $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$) и их ошибок для широко используемых широкополосных фотометрических систем Джонсона, Казинса и 2MASS без привлечения дополнительных данных, его возможности, требования и ограничения. Статья состоит из следующих частей. В разделе 1 описан метод и необходимые данные. Тестирование метода приводится в разделе 2, затем мы обсуждаем результаты в разделе 3.

1. МЕТОД

Каждая часть звездного SED в той или иной степени чувствительна к некоторым звездным параметрам (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$) и избытку цвета $E(B-V)$, этот наблюдаемый факт звездной физики является основой для создания различных фотометрических систем. УФ-область чувствительна к изменению всех параметров, а ИК-область, напротив, наименее подвержена изменениям $E(B-V)$, $\log g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$, но чувствительна к T_{eff} , что используется в методе инфракрасных потоков (IRFM) [Блэквелл, Шаллис (1977)] для оценки T_{eff} и угловых диаметров θ . Видимая область SED наиболее чувствительна к T_{eff} и $E(B-V)$. Поэтому для определения параметров звезд и покраснения, во-первых, нам нужны фотометрические данные от УФ до ИК, во-вторых, для решения системы уравнений пяти параметров (T_{eff} , $E(B-V)$, $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$, θ) требуется минимум пять фотометрических полос с высокой точностью измерений, если параметры независимы. Последнее условие не выполняется из-за вырождения параметров. На рис. 1 показана диаграмма $T_{\text{eff}} - E(B-V)$ среднеквадратичных ошибок (RMS) вокруг точного решения (72 K, $E(B-V) = 0.5$). Даже небольшое значение $\text{RMS} = 0.01^m$ в рамках фиксированных значений $\log g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$ приводит к ошибкам в $T_{\text{eff}} \approx 150$ K и в $E(B-V) \approx 0.05^m$. Для $\text{RMS} = 0.1^m$ любая пара (T_{eff} , $E(B-V)$) = ([5000–9500], [0.1–1.0]) из зависимости, изображенной на рис. 1, может соответствовать наблюдениям. Более того, сложное поведение RMS в пространстве параметров приводит к неоднозначным решениям, когда один набор фотометрических измерений может быть воспроизведен несколькими отличающимися наборами параметров (T_{eff} , $E(B-V)$, $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$). Чтобы уменьшить влияние ошибок наблюдений и неоднозначных решений, необходимо использовать больше фотометрических полос. В настоящей статье мы выбрали фотометрическую систему Джонсона UBV и Казинса $R_C I_C$ Бессель (1990) из-за широкого распространения и существенного

Таблица 1. Коэффициенты для расчета межзвездного поглощения

X	U	B	V	R	I	J	H	K
R_X^0	4.744	4.070	3.070	2.440	1.714	0.829	0.524	0.343
a	0.54	0.31	0.31	0.22	0.20	0.10	0.06	0.04
b	0.13	0.07	0.07	0.03	0.04	0.03	0.02	0.01

количества точных измерений, а также в дополнение в ИК-области систему 2MASS *JHK* (Скрутски и др., 2006). Фильтры покрывают весь наземный наблюдаемый диапазон спектра. Выводы работы можно распространить и на другие наборы широкополосных фильтров с близкими характеристиками.

1.1. Сетка синтетических звездных величин

Метод основан на синтетических звездных величинах *UBVRJHK*, вычисленных из SED с использованием моделей звездных атмосфер ATLAS9² [Бессель и др.(1998)]. Сетки звездных величин рассчитаны для диапазонов параметров: эффективная температура T_{eff} в 75 нерегулярных (по шагам) точках [3500 ... 50000], ускорение силы тяжести $\log g$ в 11 регулярных точках [0 ... 5], металличность $[\text{Fe}/\text{H}]$ в восьми нерегулярных точках [-4 ... +0.5]. Для каждой металличности, исключая $[\text{Fe}/\text{H}] = -4.0$, сетки представлены в двух вариантах. Первый имеет солнечный химический состав, масштабированный по величине $[\text{Fe}/\text{H}]$, а второй учитывает эффект избытка альфа-элементов, что важно для звезд с низким содержанием металлов. По данным [де Боер и др.(2014)] избыток альфа-элементов в Млечном Пути простирается от минимальной металличности до $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1$, а затем снижается до солнечного значения. Таким образом, мы использовали сетки с избытком альфа-элементов для $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$ и сетки с нормальным химическим составом для $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -0.5$. Для обеспечения равномерности сетки шкалу металличности мы интерполировали с постоянным шагом $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$, а шкалу эффективной температуры перевели в логарифмическую с постоянным шагом $\Delta \log T_{\text{eff}}$, сохраняя количество точек. Минимальный шаг составил от $\Delta T_{\text{eff}} \approx 130$ К для холодных звезд (изначально был 250 К), где велик градиент изменения звездных величин с температурой и до $\Delta T_{\text{eff}} \approx 1700$ К (было 1000 К) для горячих звезд, у которых градиент мал. Такой подход позволил создать однородную сетку для интерполяции. Размерность сетки (75, 11, 10, 8) соответствует количеству значений эффективных температур, ускорений силы тяжести, металличности и количеству фильтров. Для получения звездных величин во всех диапазонах

для набора параметров (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$) используется многомерная кубическая интерполяция.

1.2. Вычисление синтетических звездных величин

Звездная величина m_X^{grid} в полосе X , полученная при интерполяции сетки, относится к площади 1 см^2 поверхности звезды для заданных параметров атмосферы (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$). Синтетические звездные величины m_X^{syn} рассчитывались как

$$m_X^{\text{syn}} = m_X^{\text{grid}} - 5 \log \frac{\theta}{2 \times 2.06265 \times 10^{11}} + R_X E(B-V),$$

где θ — угловой диаметр звезды в мас, значение $R_X = R_X^0 + a(B-V)_0 + bE(B-V)$. Коэффициенты R_X^0 для фильтров взяты из работы (МакКолл, 2004, a и b рассчитаны с использованием кривых реакции расширенной фотометрической системы Джонсона (Бессель, 1990; Бессель, Бретт, 1988) и закона покраснения из работы (Матис, 1990) и представлены в табл. 1.

Итак, у нас есть пять параметров (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$, θ , $E(B-V)$) для расчета звездных величин для всех используемых фотометрических полос. Мы можем исключить угловой диаметр θ , поскольку он не меняет цветов и может быть рассчитан как $\theta = \theta_X$, где

$$\theta_X = \frac{-(m_X^{\text{obs}} - m_X^{\text{grid}} - R_X \times E(B-V))/5}{2 \times 2.06265 \times 10^{11}},$$

и использовать цвета $C_X = m_X - m_V$ вместо звездных величин. Среднеквадратичная ошибка определялась как

$$RMS^2 = \frac{\sum (C_X^{\text{obs}} - C_X^{\text{syn}})^2}{n - 1}.$$

1.3 Поиск глобального минимума

Для аппроксимации наблюдаемых цветов C_X^{obs} с учетом их ошибок σC_X^{obs} синтетическими цветами C_X^{syn} использовался алгоритм минимизации χ^2 Бройдена—Флетчера—Гольдфарба—Шанно с ограниченным использованием памяти в многомерном кубе (L-BFGS-B) (Флетчер, 1987) с граничными условиями, соответствующими звездным пара-

² <https://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/colors/bcp.html>

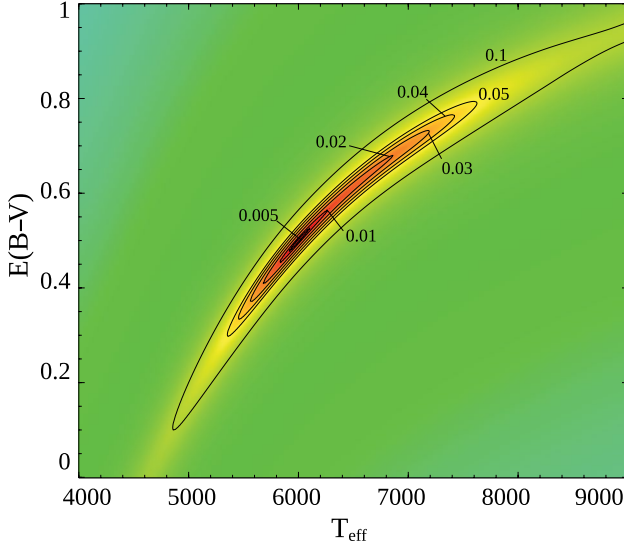


Рис. 1. Распределение RMS ошибок на диаграмме $T_{\text{eff}}-E(B-V)$, вычисленных с использованием звездных величин $UBVR IJHK$ для параметров 72 K , $E(B-V) = 0.5$, $\log g = 4.5$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$. Значения RMS ошибок в звездных величинах показаны как метки на контурных линиях.

метрам на границах сетки, $[\min(T_{\text{eff}}) \dots \max(T_{\text{eff}}), \min(\log g) \dots \max(\log g), \min([\text{Fe}/\text{H}]) \dots \max([\text{Fe}/\text{H}]), \min(E(B-V)) \dots \max(E(B-V))]$. Таким образом, у нас есть четыре параметра и семь цветов (восемь звездных величин относительно полосы V). Функционал минимизации

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{C_X^{\text{obs}} - C_X^{\text{syn}}}{\sigma C_X^{\text{obs}}} \right)^2$$

имеет множество локальных минимумов. Для нахождения глобального минимума чаще используется стохастический метод (например, Монте-Карло), но он затратен по машинному времени. Анализ функционала выявляет наиболее чувствительные коррелирующие параметры T_{eff} и $E(B-V)$ (рис. 1). При фиксированных значениях $\log g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$ функционал ведет себя в виде овражной функции с числом локальных минимумов от одного до трех, расположенных на дне оврага. Таким образом, мы находим все локальные минимумы для нескольких наборов $(\log g, [\text{Fe}/\text{H}])$ в пределах

Таблица 2. Эффективная температура точек тестирования

N	1	2	3	4	5	6	7
T_{eff} , K	4329	5169	6172	7369	8799	10139	29375

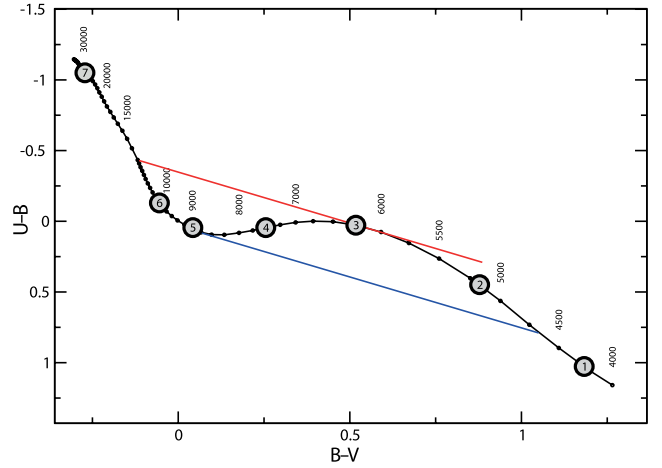


Рис. 2. Положения тестируемых точек на двухцветной диаграмме, вычисленной для значений $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ и $\log g = 4$. Точки на кривой соответствуют логарифмической шкале температур в сетке моделей. Прямые линии указывают направления покраснения и выделяют область неоднозначных решений.

их диапазонов. Это начальные точки для спуска методом L-BFGS-B к ближайшему минимуму уже в пространстве всех параметров $(T_{\text{eff}}, E(B-V), \log g, [\text{Fe}/\text{H}])$. Из-за использования разреженной сетки по $(\log g, [\text{Fe}/\text{H}])$ можно пропустить узкий глобальный минимум, поэтому мы применили метод Монте-Карло, определив случайным образом десять точек (этого оказалось достаточно) вокруг найденных минимумов, и снова провели поиск. Точка с минимальным значением χ^2 выбирается в качестве глобального минимума. Такой подход позволяет существенно сократить время вычислений по сравнению со стохастическим методом.

2. ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА

2.1. Внутренняя точность

Распределения отклонений полученных параметров для разных температур. В первом столбце представлены данные с использованием полос $UBVR IJHK$, во втором — $UBVRI$, в последнем — $BVR IJHK$. Для избытка цвета показаны два варианта: для значений $E(B-V) = 0$ и $E(B-V) = 0.5$. Пик на $\Delta \log g \approx 0.5$ соответствует граничному значению $\log g = 5.0$

Для проверки внутренней точности метода мы вычисляли синтетические цвета по заранее заданным параметрам, как описано в подразделе 1.2, и запускали алгоритм минимизации. Было создано 56 наборов параметров $(T_{\text{eff}}, E(B-V), \log g, [\text{Fe}/\text{H}])$. Значения эффективных температур приведены

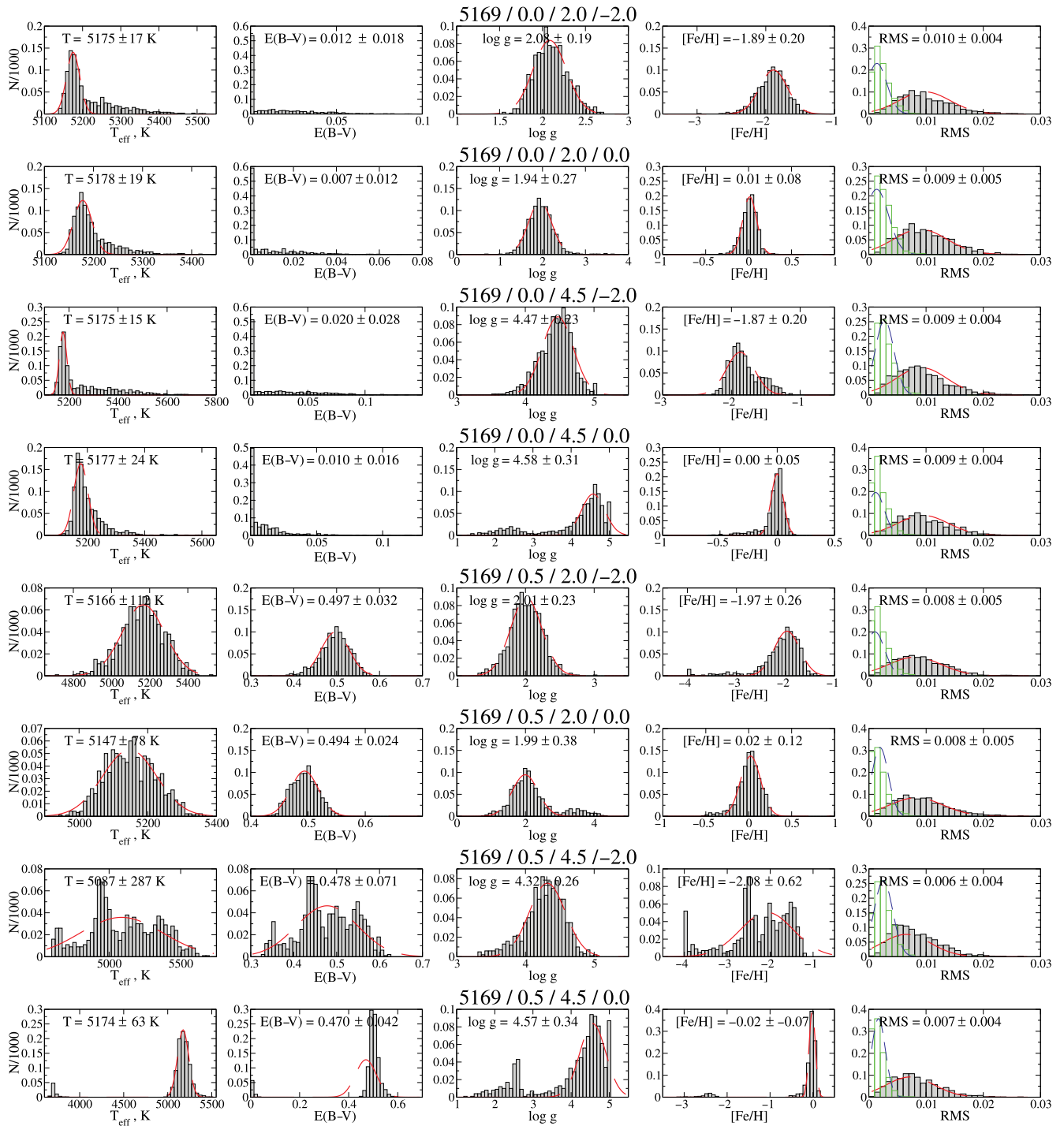


Рис. 3. Распределения восстановленных параметров, полученные разработанным методом минимизации для точки N2 (69 K). Синтетические звездные величины зашумлены ошибками 0.005^m для $UBVR-I$ и 0.02^m для JHK . Вверху каждой строки указано название модели в формате $T_{\text{eff}} / E(B-V) / \log g / [\text{Fe}/\text{H}]$. Среднее значение и дисперсия отображены в ячейке для каждого параметра. Приближение асимметричной функцией Гаусса отмечено красной пунктирной линией. На правых графиках серым цветом показано распределение среднеквадратичных ошибок, рассчитанных только для полос $UBVR-I$. Распределения для всех точек тестирования доступны в дополнительных материалах.

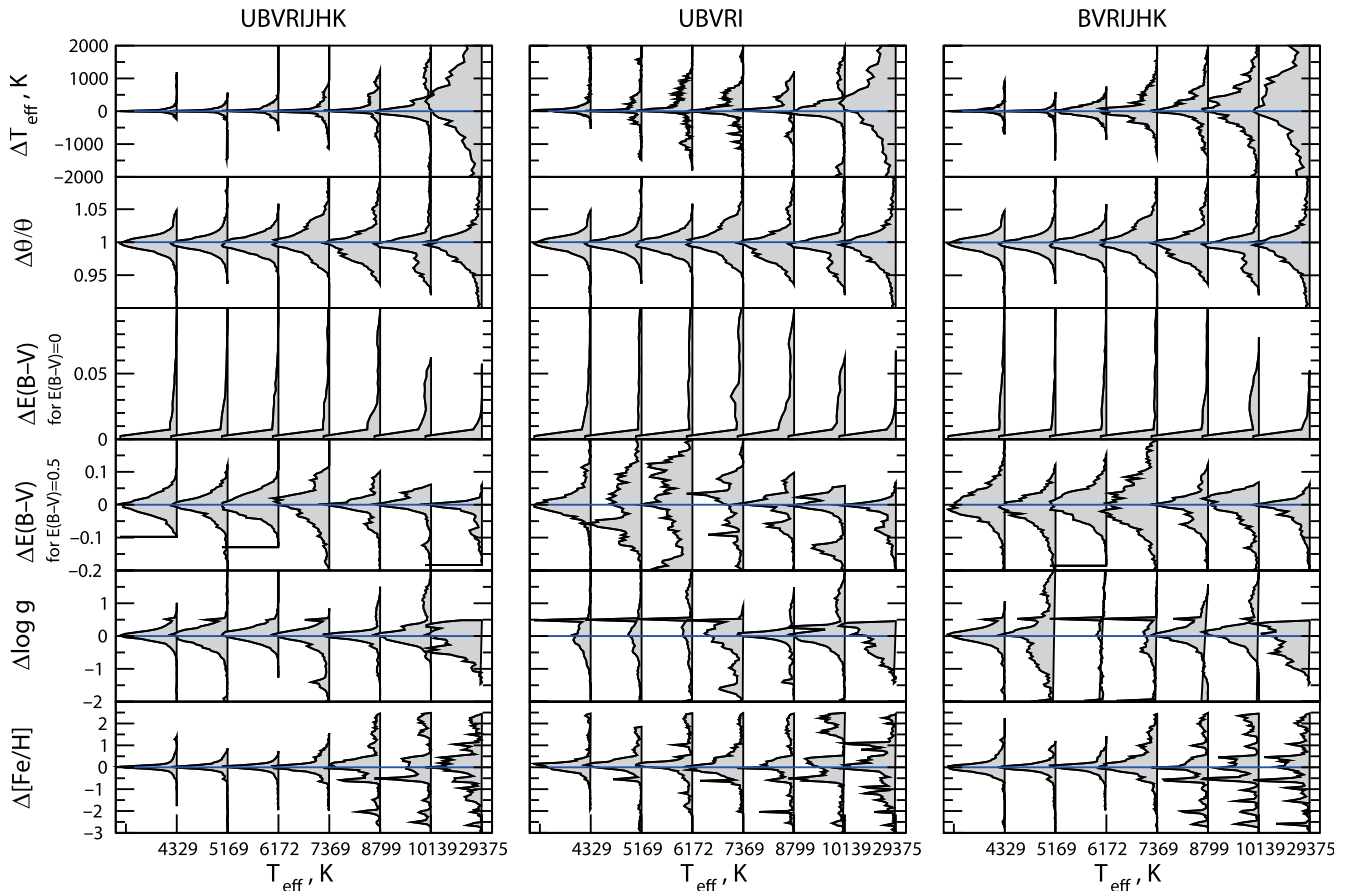


Рис. 4. Распределения отклонений полученных параметров для разных температур. В первом столбце представлены данные с использованием полос, во втором — , в последнем — . Для избытка цвета показаны два варианта: для значений $E(B-V) = 0$ и $E(B-V) = 0.5$. Пик на $\log g$ соответствует граничному значению $\log g = 5.0$.

в табл. 2 и показаны на двухцветной диаграмме ($B-I$) – ($U-B$) (рис. 2), построенной для звезд-карликов солнечной металличности. Точки из логарифмической шкалы температур были выбраны следующим образом. Покрасневшие звезды на диаграмме переходят от нормальных цветов вправо по линии покраснения. Существует большая область, где покрасневшие звезды могут пересекать диаграмму более одного раза из-за ее немоного поведения. Эта область ограничена верхней и нижней линиями покраснения, касающимися точек изгиба. Они разбивают диаграмму на пять частей, в центре которых были выбраны значения эффективной температуры (NN1,2,4,6,7). Также мы добавили две точки изгиба (NN3,5). Поведение результатов испытаний между точками 6 и 7 аналогично, несмотря на значительную разницу температур. Для каждого значения T_{eff} мы рассмотрели варианты звезд-карликов ($\log g = 4.5$) и гигантов ($\log g = 2.0$), с солнечной металличностью ($[\text{Fe}/\text{H}] = 0$) и случаи звезд с низким содержанием металлов ($[\text{Fe}/\text{H}] = -2.0$), с покраснением и без него ($E(B-I) = 0.5$ и $E(B-I) = 0$). Всего 56 наборов

параметров, восемь вариантов для каждой из семи эффективных температур.

Для каждого набора параметров мы рассчитали синтетические звездные величины в полосах *UBVRJHK*, используя данные созданной сетки, описанные в подразделе 1.1. На первом этапе мы использовали именно эти величины для проверки качества метода нахождения глобального минимума. Все решения были найдены точно. На следующем этапе мы добавили шум. Значения ошибок 0.005 и 0.02^m были приняты для диапазонов *UBVR* и *JHK* соответственно. Первое значение было выбрано как типичное значение для достаточно точной фотометрии. Второе — как типичное значение ошибок в каталоге 2MASS для звезд $8.5 < K_s(\text{mag}) < 13$ (Скрутски и др., 2006). Для моделирования наблюдений и оценки неопределенностей параметров мы добавили к синтетическим звездным величинам случайный шум с гауссовым распределением и использовали их в качестве входных данных в разработанный нами метод минимизации. Было выполнено 1000 таких вычислений. Пример распределения восстановленных параметров для точки

N2 (69 K) показан на рис. 3. Те же данные для всех точек тестирования доступны в дополнительных материалах. Нормальное распределение ошибок наблюдений не всегда приводит к нормальному распределению значений восстанавливаемого параметра. Несколько выраженных максимумов и сложные распределения видны на рис. 3. Но основной максимум очень близок к начальному значению. Этот тест показывает, что с наибольшей вероятностью будут получены правильные значения параметров. Однако возможно получить и ошибочные значения. Например, случай с параметрами (5169/0.5/4.5/−2.0) — для эффективной температуры, покраснения и металличности, случаи (5169/0.5/4.5/0.0) и (5169/0.0/4.5/0.0) — для ускорения силы тяжести.

Различия между полученными и исходными параметрами для всех точек тестирования показаны в первом столбце на рис. 4. Для каждого графика были собраны все варианты, т.е. для ΔT_{eff} с учетом всех температур и всех значений $E(B-V)$, $\log g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$. График $\Delta E(B-V)$ представлен в двух вариантах: для значений $E(B-V) = 0$ и $E(B-V) = 0.5$, из-за очень разного распределения восстановленных значений $E(B-V)$. Лучше всего параметры восстанавливаются для звезд низких температур ($T_{\text{eff}} \sim 5000$ K).

В случае изменения фотометрической погрешности наблюдений ошибки полученных параметров увеличиваются или уменьшаются пропорционально, если эти изменения невелики. При фотометрических ошибках, превышающих величину около $0.015\text{--}0.02^m$, погрешности параметров существенно возрастают. При большей ошибке значения $\log g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$ часто невозможно определить. Все параметры восстанавливаются для звезд с $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$ K. При этом типичные ошибки составляют $\sigma T_{\text{eff}} \approx 2\text{--}5\%$, $\sigma \log g \approx 0.6$, $\sigma [\text{Fe}/\text{H}] \approx 1$, $\sigma \theta \approx 2\%$ и $\sigma E(B-V) \approx 0.02\text{--}0.07^m$. Для более горячих звезд металличность становится неопределенной, а ошибки σT_{eff} возрастают до 10%, остальные ошибки $\sigma \log g \approx 0.6$ dex, $\sigma \theta \approx 3\%$, $\sigma E(B-V) \approx 0.02\text{--}0.07^m$.

На рис. 5 показаны значения ошибок параметров на уровне 1σ (67%) соответствующего асимметричного распределения для левой и правой его сторон относительно максимума. Неопределенности T_{eff} , θ и $[\text{Fe}/\text{H}]$ увеличиваются с увеличением T_{eff} . При этом неопределенности остальных параметров меняются мало. Точка с 72 K является одной из точек перегиба кривой двухцветной диаграммы (рис. 2) и показывает существенно большие ошибки по сравнению с соседними точками.

Рис. 6 демонстрирует статистическое качество расчетов — распределение значений χ^2 по сравнению с теоретическими кривыми для значений степени свободы (N_{df}), равными 3 и 4. При $\chi^2 \leq 7$

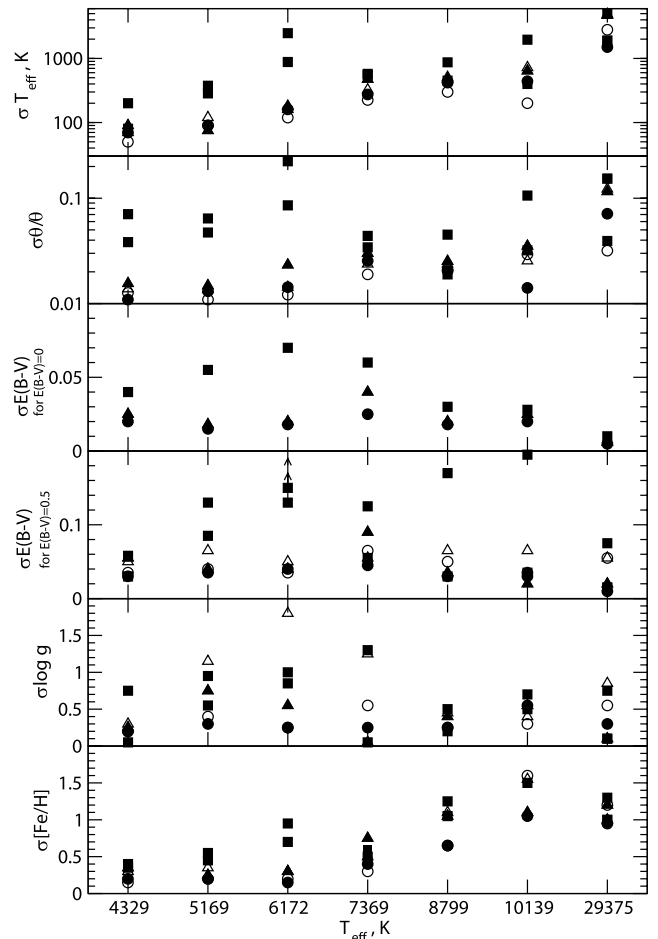


Рис. 5. Зависимости ошибок параметров от эффективной температуры звезды. Открытые символы — левая часть распределения относительно максимума, заполненные — правая часть. Случай UBVR+IHK отмечен кружками, UBVR — квадратами и BVRI+IHK — треугольниками.

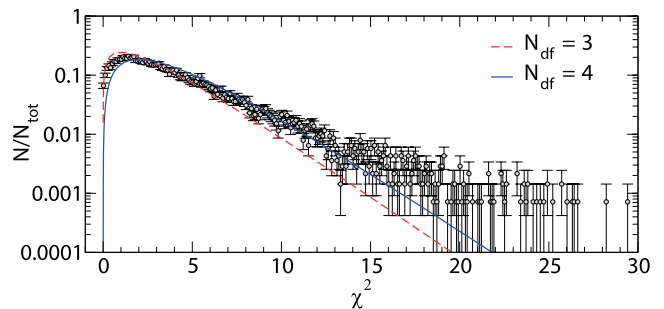


Рис. 6. Распределение значений χ^2 , рассчитанное для 1000 зашумленных тестов для исходных параметров ($T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]/69$ K/4.5/0/0.5). Пунктирная и сплошная линии — теоретические распределения χ^2 для значений степени свободы, равных 3 и 4 соответственно.

распределение проходит между этими значениями, а затем следует $N_{df} = 4$. В нашем случае количество степеней свободы равно 3 (семь показателей цвета минус четыре параметра). Однако параметры не являются независимыми, существует сильная корреляция между T_{eff} и $E(B-V)$ (см. рис. 1). Поэтому и число степеней свободы может приближаться к 4. Среднее значение среднеквадратичной ошибки составило менее 0.01^m (рис. 3). Таким образом, мы делаем вывод о хорошем статистическом качестве работы алгоритма поиска глобального минимума.

2.1.1. Случаи *BVRJHK* и *UBVRI*. Как говорилось ранее, УФ и ИК являются важными диапазонами фотометрических данных для оценки параметров звезд. Однако часто отсутствуют измерения для U полосы и нередко инфракрасные, либо их ошибки большие. Мы протестировали метод, как описано выше, исключая последовательно звездные величины U и JHK . Ошибки параметров для всех точек тестирования представлены в центральном и правом столбцах на рис. 4, а ошибки на уровне 1σ — на рис. 5. По сравнению с базовыми расчетами решения стали занимать более широкий диапазон значений, появилось больше неоднозначных решений с несколькими максимумами в распределении. Часто решения останавливаются на границах значений $\log g$ и $[\text{Fe}/\text{H}]$. Для многих наборов параметров доступны только оценки T_{eff} и $E(B-V)$. Мы делаем вывод, что в большинстве случаев эти наборы фотометрических полос невозможно использовать для поставленной задачи методом минимизации без привлечения какой-либо дополнительной информации.

2.2. Вега и Сириус

Метод был протестирован на реальных звездах с хорошо известными параметрами. Таблица 3 содержит наблюдаемые и синтетические звездные величины Веги и Сириуса. Первая строка — это фотометрические данные из табл. 10 Стритзингер и др. (2005) на основе вычислений Бессель и др. (1998), Кохен и др. (1999). Синтетические звездные величины были рассчитаны с использованием полученных нами звездных параметров, приведенных в табл. 4. Первая строка таблицы для каждой звезды — результат расчета методом минимизации с использованием фотометрических данных из табл. 4. Неопределенность параметров оценивалась как отклонение от решения на величину $\chi^2 - \chi_0^2 = 7$, где χ_0^2 — величина χ^2 в глобальном минимуме. Значения второй строки таблицы были получены, как описано в подразделе 2.1, путем 1000 случайных вариаций звездных величин в пределах их ошибок. Этот более реалистичный подход показывает распределения возможных звездных параметров, которые представлены на рис. 7. Третья

строка представляет собой среднее значение параметров, взятых из данных Simbad³ (Венгер и др., 2000) и опубликованных после 1990 г. Эти значения показаны на рис. 7 кружками с баром ошибок. Полученные значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести хорошо согласуются с их реальными значениями. При этом распределение металличности не имеет выраженного максимума. В случае Веги имеются четыре максимума, расположенные в точках $[\text{Fe}/\text{H}] = -4$ (нижняя граница сетки), -2.6 , -2.1 и -0.6 , последний соответствует реальному значению металличности. В случае Сириуса основные пики соответствуют нижней и верхней границам сетки. Значения остальных преимущественно распределяются в диапазоне $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.6 \dots 0.4$. В обоих случаях среднеквадратичные ошибки составили $\text{RMS} \lesssim 0.01$ и избыток цвета $E(B-V) \simeq 0$.

2.3. HD11983 и HD216135

Мы объединили данные фотометрии *UBVRI* из архива Stetson⁴, *JHK* из каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006) и использовали каталог Pastel (Субиран и др., 2016) для поиска общих звезд, имеющих точные фотометрические данные и оценку звездных параметров. Подходящими оказались только две звезды.

В верхней части рис. 8 показаны распределения звездных параметров HD11983, полученные в результате работы процедуры минимизации (1000 случайных вариаций фотометрических данных внутри их диапазона ошибок). Эта звезда классифицируется как красный гигант K4III (Хук, Свифт, 1999) с эффективной температурой $T_{\text{eff}} @ 16$ К (МакДональд и др., 2012). Используя угловой диаметр $\theta = 0.63$ mas (Крузалебес и др., 2019) и параллакс Gaia DR3 $\pi = 1.81$ mas (Валленари и др., 2023), мы оцениваем радиус $R7R$, светимость $\log L/L = 2.50$, а также массу $M = 1.5M$ по трекам MESA (Чой и др., 2016). Эти значения соответствуют ускорению силы тяжести $\log g = 1.44 \pm 0.06$, что согласуется со спектральной классификацией, и представлены на рис. 2.3 кружком. Звезда расположена высоко по галактической широте ($b \approx 65^\circ$) на расстоянии ~ 550 пк, и покраснения нет (75% решений имеют $E(B-V) = 0$). Значения среднеквадратичных ошибок демонстрируют низкий уровень общей точности. Тем не менее, благодаря низкой эффективной температуре, мы получили резкие профили распределений параметров. Данных о металличности в литературе не найдено, метод показал $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.28 \pm 0.12$.

HD216135 также расположена на высокой галактической широте ($b \approx 58^\circ$), но является более

³ <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

⁴ <https://www.canfar.net/storage/list/STETSON/homogeneous>

Таблица 3. Наблюдаемые и синтетические звездные величины Веги и Сириуса

Параметр	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>
Сириус								
m^{obs}	−1.480(5)	−1.435(5)	−1.430(5)	−1.418(7)	−1.410(6)	−1.411(5)	−1.385(5)	−1.388(10)
m^{syn}	−1.480	−1.436	−1.430	−1.416	−1.415	−1.399	−1.394	−1.387
—	0.000	0.001	0.000	−0.002	0.005	−0.012	0.009	−0.001
Вега								
m^{obs}	0.025(5)	0.025(5)	0.030(5)	0.039(5)	0.035(5)	−0.001(5)	0.000(5)	−0.001(5)
m^{syn}	0.029	0.023	0.031	0.037	0.021	0.006	0.001	0.004
<i>O</i> − <i>C</i>	−0.004	0.002	−0.001	0.002	0.014	−0.007	−0.001	−0.005

Таблица 4. Полученные параметры звездных атмосфер Веги и Сириуса

T_{eff} , K	θ , mas	$E(B-V)$	$\log g$	[Fe/H]	RMS	Ref
Сириус						
9862(50)	6.1(1)	0.002(3)	4.28(14)	−0.3(2)	0.005	нр, 1 вычисление
9774(90)	6.08(3)	0.004(5)	4.26(15)	0.0(5)	0.007(2)	нр, 1000 вариаций
9793(88)			4.33(8)	0.28(13)		Среднее значение из Simbad (>1990 г)
Вега						
9551(43)	3.31(6)	0.000(3)	3.8(2)	−4(1.3)	0.006	нр, 1 вычисление
9524(88)	3.305(14)	0.000(5)	3.78(16)	−0.6(1)	0.007(2)	нр, 1000 вариаций
9521(103)			3.99(5)	−0.55(10)		Среднее значение из Simbad (>1990 г)

далекой звездой ($\pi = 0.62$ mas, $r = 1600$ pc). Поэтому можно ожидать некоторого покраснения. В Simbad есть две оценки параметров звезды. RAVE (Стейнмец и др., 2020) с использованием спектров среднего разрешения дает $T_{\text{eff}} = 8000$ K и $\log g = 4.0$. Хотя Сильва, Напивоцки (2011) представляют значения $T_{\text{eff}} = 15628$ K и $\log g = 3.53$, авторы ссылаются на Мартин (2004), который также указал и на значения $T_{\text{eff}} = 17027$ K, $T_{\text{eff}} = 15555$ K, полученные из фотометрии Джонсона и Стромгрена соответственно, и $T_{\text{eff}} = 15311 \pm 108$ K, $\log g = 4.15 \pm 0.14$ по данным Женевской фотометрии. Покраснение $E(B-V) = 0.046$ оценено Мартин (2004) по карте Шлегель и др. (1998). В нижней части рис. 8 показаны распределения параметров звезды (1000 случайных вариаций фотометрических данных внутри их диапазона ошибок). Покраснение $E(B-V) = 0.057 \pm 0.011$, полученное нами, согласуется с картой Шлегеля. Значение ускорения силы тяжести также находится в хорошем согласии. Но процедура минимизации показывает нехарактерно низкую металличность для В-звезды, что приводит к более высокой эффективной температуре (около 1000 K по отношению к вычисленному значению для солнечной металличности), и поэтому метод немного завышает покраснение.

2.4. Шаровые звездные скопления NGC5904 и NGC6760

Шаровые и рассеянные звездные скопления являются подходящими объектами для тестирования, благодаря хорошо определяемым параметрам $E(B-V)$ и [Fe/H] по диаграмме цвет–величина (CMD) и спектроскопии. CMD скоплений, полученных по фотометрическим наблюдениям, представляет собой линию некоторого возраста и может быть описана теоретическими изохронами. Наш метод дает значение углового диаметра θ , который совместно со значением параллакса позволяет вычислить линейный радиус звезды. Таким образом, CMD можно преобразовать в диаграмму $T_{\text{eff}}-R$, которую далее можно сравнить с теоретической.

Данные *UBVRI* фотометрии шаровых скоплений получены из архива Stetson⁵, *JHK* — из каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006). Отметим, что фотометрия шаровых скоплений не обладает высокой точностью. Более того, в скоплениях много переменных звезд. По этой причине нам приходится отсекал результаты определения параметров с большими отклонениями по RMS.

⁵ <https://www.canfar.net/storage/list/STETSON/homogeneous>

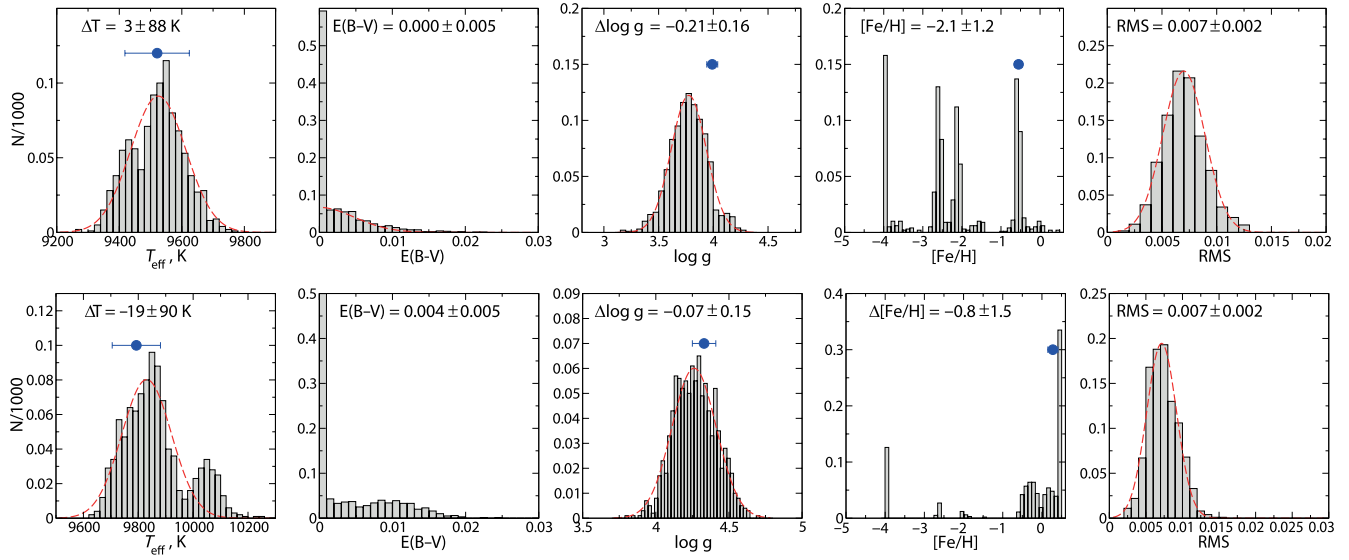


Рис. 7. Распределения параметров, полученных по данным фотометрии Веги (вверху) и Сириуса (внизу). Величины систематических и случайных ошибок приведены вверху каждого графика. Средние значения других авторов отмечены кружками с баром ошибок.

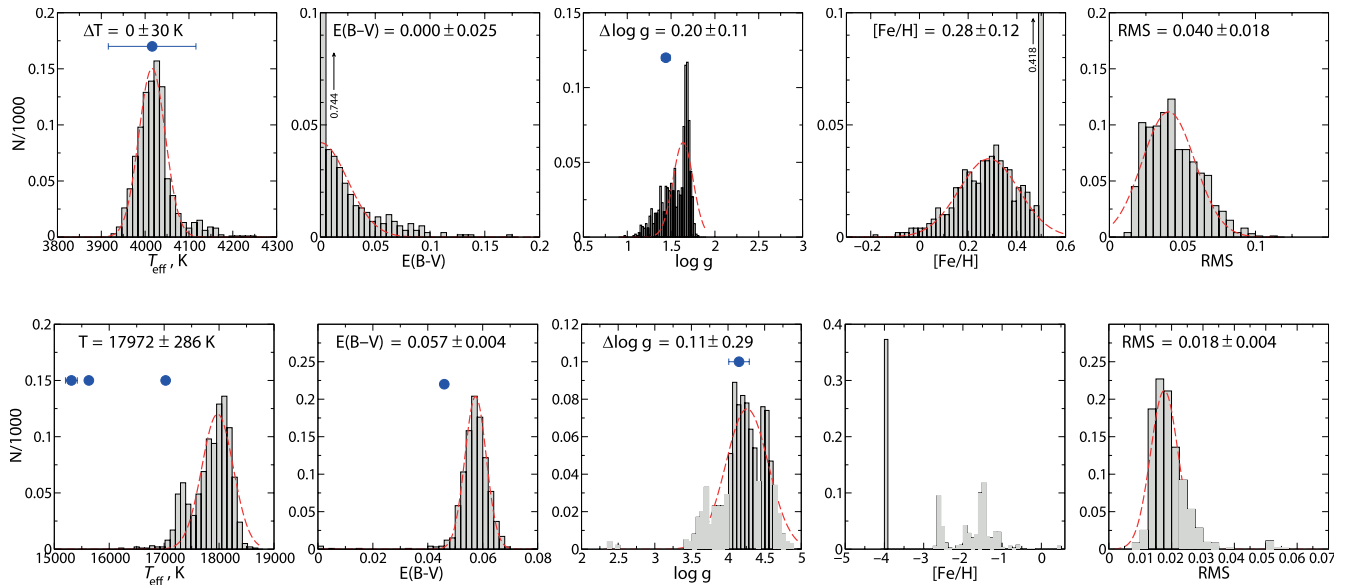


Рис. 8. Распределения параметров, полученные на основе фотометрии звезд HD11983 (вверху) и HD216135 (внизу). Систематические и случайные ошибки показаны вверху каждого графика. Средние значения других авторов отмечены кружками с баром ошибок.

2.4.1. NGC5904 = M. Для тестирования метода было выбрано 235 звезд шарового скопления M5. Результаты представлены в верхней части рис. 9. Это шаровое скопление расположено на галактической широте $+47^\circ$ на расстоянии ~ 7 кпк с небольшим межзвездным покраснением $E(B-V) = 0.035 \pm 0.010^m$ (Лэйден и др., 2005). В работе (Кирби и др., 2018) опубликованы значения металличности 19 звезд, принадлежащих скоплению,

среднее значение $[Fe/H] = -1.35 \pm 0.05$. Возраст NGC5904 составляет 10.6 ± 0.8 млрд лет и $[Fe/H] = -0.9$, согласно Вуди, Шлауфман (2021), оба значения отличаются от данных других авторов. Ванденберг и др. (2013) сообщают о возрасте 11.50 ± 0.25 млрд лет. Другие авторы опубликовали значения возраста (10.9 ± 1.1 (Саларис, Вейсс, 2002), (12.2 ± 1.3 , Ан и др., 2009) и (12.25 ± 0.75 , Доттер и др., 2010)). Полученное нами среднее

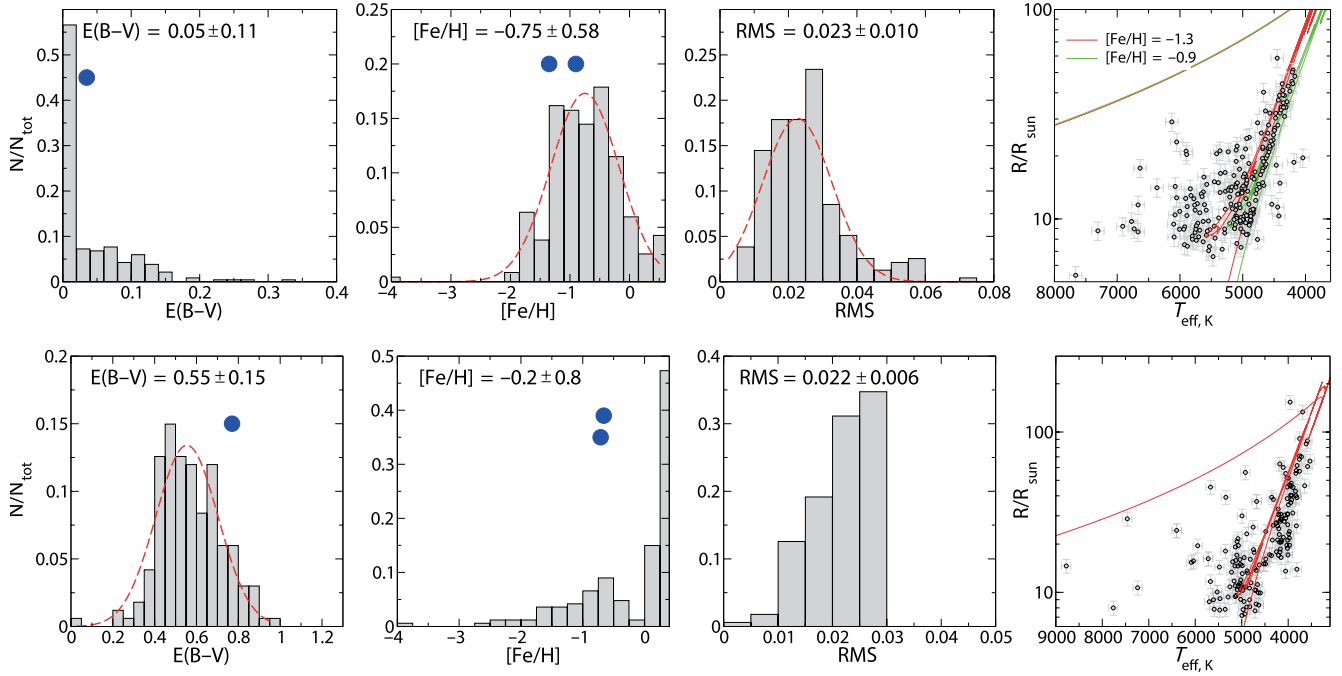


Рис. 9. Распределения параметров, полученные по данным фотометрии шаровых скоплений NGC5904 (вверху) и NGC6760 (внизу). Систематические и случайные ошибки показаны вверху. Средние значения из Simbad отмечены кружками с баром ошибок.

значение металличности $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.75 \pm 0.58$ соответствует спектроскопическим измерениям, однако дисперсия велика. Около 56% решений дают значение $E(B-V) = 0$, средняя величина по 1000 вариаций составила $E(B-V) = 0.05 \pm 0.11$, что соответствует реальному значению. Для сравнения наших результатов на диаграмме $T_{\text{eff}}-R$ мы рассчитали радиусы звезд, исходя из полученных угловых диаметров и известного расстояния до скопления, и использовали эволюционные треки MESA (Чой и др., 2016) с возрастом 11.5 млрд лет и металличностью $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.9$ и $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.3$ (последний столбец рис. 9). Теоретические изохроны хорошо представляют ветвь красных гигантов (RGB). Для более горячих звезд нередко наблюдаются значительные отклонения от изохрон, вследствие больших RMS ошибок.

2.4.2. NGC6760. NGC6760 – старое шаровое скопление возрастом 10 ± 2 млрд лет, низкой металличностью ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.66 \pm 0.14$ (Сантос, Пиатти, 2004), $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.71 \pm 0.10$ (Хорта и др., 2020)) и значительным межзвездным поглощением $E(B-V) = 0.77$ (Харченко и др., (2013). Аппроксимация данных фотометрии имеет большой разброс, поэтому мы выбрали вычисленные параметры только для звезд со среднеквадратичной ошибкой $\text{RMS} < 0.03^m$ (780 звезд). Результаты метода представлены внизу рис. 9. Среднее значение покраснения $E(B-V) = 0.55 \pm 0.15$ немного меньше относительно значения из работы

(Харченко и др., 2013). Многие решения дают граничное значение металличности $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$, а остальные решения распределяются от -2.5 до 0 с максимальным значением $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.75$, согласующимся с реальным. Изохрона MESA с возрастом 10 млрд лет и $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$ показана в последнем столбце на рис. 9. Несмотря на значительный разброс ошибок, низкотемпературные звезды хорошо описывают теоретическую ветвь красных гигантов.

2.5. Рассеянные звездные скопления NGC6866, NGC7142, IC1590

2.5.1 NGC6866. Это далекое (~ 1.5 кпк) рассеянное скопление с избытком цвета $E(B-V) = 0.271$ и возрастом $\log t = 8.64$ (Харченко и др., 2016). Бостанци и др. (2015) дают значение покраснения $E(B-V) = 0.074$, металличность $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.013$ и возраст $\log t = 9.910$. Значение $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.01$ опубликовано в работе (Донор и др., 2020).

Данные фотометрии *UBVRI* взяты из табл. 4 статьи (Бостанци и др., 2015), *JHK* – из каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006).

На рис. 10 (вверху) представлены наши результаты для рассеянного скопления NGC6866. Значение $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.4 \pm 0.6$ показывает солнечную металличность и согласуется с другими авторами в пределах ошибок. Значение $E(B-V) = 0.28 \pm 0.13$ согласуется с Харченко и др. (2016), но в других

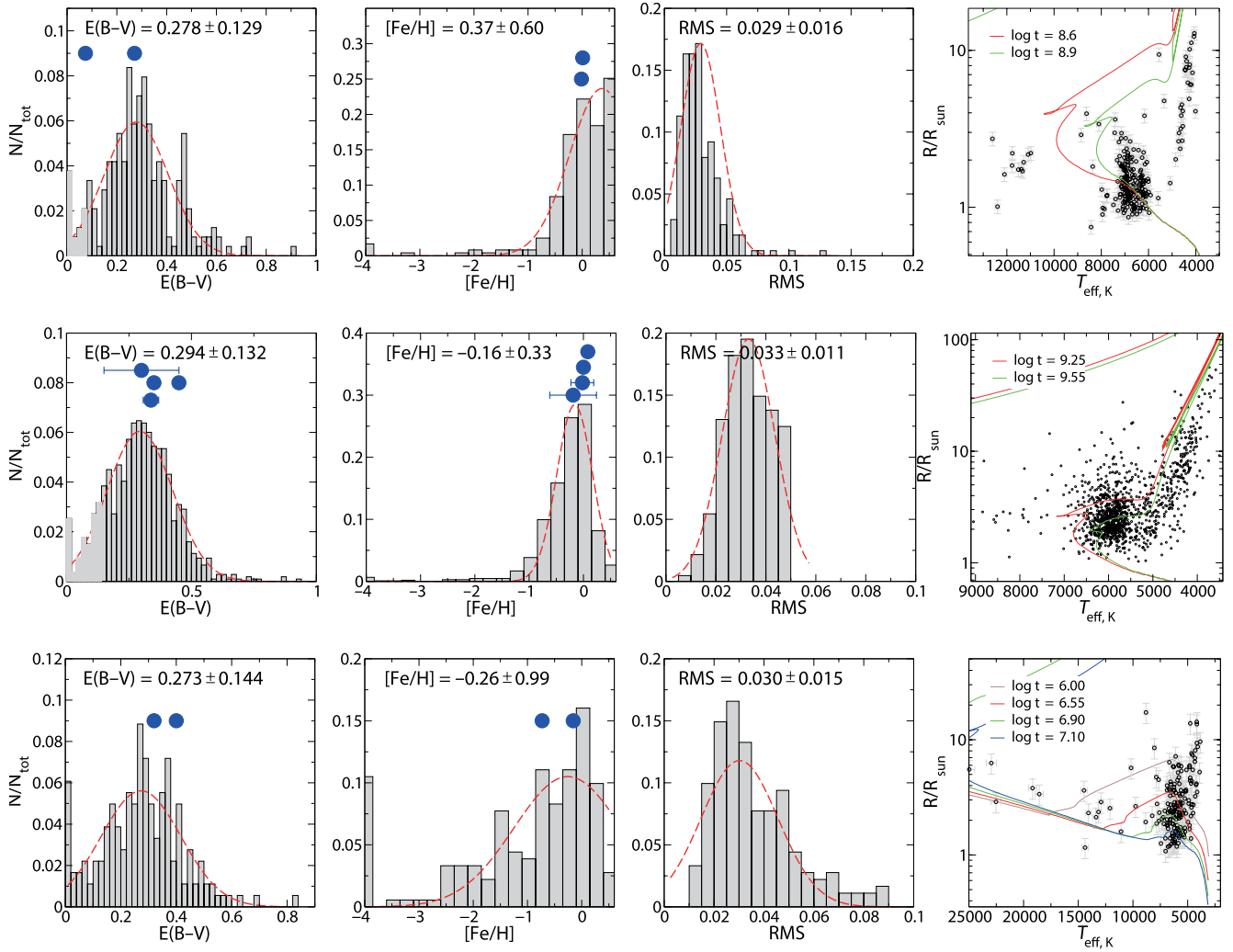


Рис. 10. Распределения избытка цвета $E(B-V)$, металличности $[Fe/H]$, среднеквадратичного отклонения и диаграммы $T_{\text{eff}}-R$ для звезд рассеянных скоплений NGC6866 (вверху), NCG 7142 (в центре) и IC1590 (внизу).

статьях показаны меньшие значения. Скопление молодое, и поэтому состоит из карликов. Диаграмма $T_{\text{eff}}-R$ плохо описывается изохроной MESA. Причиной такой ситуации является некоторое завышение оценки покраснения из-за больших RMS ошибок.

2.5.2. NGC7142. Сан и др. (2020) выполнили $UBVRI$ -фотометрию 8702 звезд в направлении старого рассеянного скопления NGC7142. 1769 звезд имеют измерения во всех нужных нам диапазонах и представлены в каталоге 2MASS (Скрутски и др., 2006). Более 70% значений $UBVRI$ имеют ошибку менее 0.01^m . Около 30% значений JHK имеют погрешность менее 0.03^m , около 60% имеют погрешность менее 0.05^m , мы выбрали последнее значение, чтобы ограничить ошибки наблюдений. На рис. 10 (в центре) показано распределение избытка цвета $E(B-V)$ и металличности $[Fe/H]$. Процент

использования звезд, определенный пределом по RMS, влияет на средние значения параметров. Средние значения $E(B-V) = 0.30 \pm 0.15$ и $[Fe/H] = -0.19 \pm 0.43$ получены по всем звездам, $E(B-V) = 0.29 \pm 0.13$ и $[Fe/H] = -0.16 \pm 0.33$ для звезд с $RMS < 0.05^m$ и $E(B-V) = 0.30 \pm 0.13$ и $[Fe/H] = -0.02 \pm 0.21$ для звезд с $RMS \leq 0.02^m$. Сан и др. (2020) дают значения $E(B-V) = 0.338 \pm 0.031$ и $[Fe/H] = 0.0 \pm 0.1$. Диас и др. (2002) опубликовали $E(B-V) = 0.350$, $\log t = 9.550$ и $[Fe/H] = 0.08$. Значения $E(B-V) = 0.450$ и $\log t = 9.250$ получены Харченко и др. (2016). Дисперсия полученных нами значений $E(B-V)$ велика ($E(B-V) \approx 0 \dots 0.6^m$), несмотря на хорошее согласие среднего значения. Систематический сдвиг положений звезд ветви красных гигантов относительно изохроны MESA виден на диаграмме $T_{\text{eff}}-R$. Вероятно повлияла небольшая недооценка покраснения.

2.5.3. IC1590. Это далекое (~ 3 кпк) молодое рассеянное скопление $\log t = 6.895$ с заметным поглощением $E(B-V) = 0.400$ (Харченко и др., 2016). Диас и др. (2002) дают значения $E(B-V) = 0.320$ и $\log t = 6.540$. Паунзен и др. (2010) выявили низкую металличность $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.73$, полученную на основе фотометрии. В то время как Диас и др. (2021) дают значение $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.157$ и возраст $\log t = 7.059$. Скопление IC1590 расположено на расстоянии 10.1 кпк от центра Галактики, поэтому может иметь несколько меньшую металличность относительно солнечного значения. Для проведения процедуры минимизации были использованы данные фотометрии рассеянного скопления IC1590 из работы (Ким и др., 2021), где также приведена оценка покраснения $E(B-V) = 0.40 \pm 0.06$. Мы получили слегка заниженное покраснение $E(B-V) = 0.27 \pm 0.14$ и близкое среднее значение металличности с большой дисперсией $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.26 \pm 0.99$. На диаграмме $T_{\text{eff}}-R$ звезды имеют нехарактерное расположение перпендикулярно изохронам. Авторы (Ким и др. (2021)) отметили наблюдаемый разброс возрастов звезд, который распределен от 0.7 млрд до 8.4 млрд лет. Такая же картина видна на Рис. 10 (внизу) на фоне изохрон MESA разного возраста.

2.6. Фотометрические стандарты Ландольта

С помощью инструментов Simbad мы выбрали 26 звезд из областей Ландольта (Ландольт, (2009)) с известными параметрами атмосфер и объединили их фотометрические данные $UBVRI$ с инфракрасными звездными величинами каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006). Список выбранных звезд представлен в табл. 5. Не все звезды имеют полный набор опубликованных параметров (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$), мы выбрали звезды даже с одним известным параметром. Для каждой звезды было проведено 1000 расчетов с изменениями звездных величин в пределах ошибок, распределенных по нормальному закону. Распределения полученных параметров: эффективной температуры, избытка цвета, ускорения силы тяжести, металличности и среднеквадратичных ошибок, показаны на рис. 11, где каждая строка соответствует одной звезде, номер которой из табл. 5 указан справа. Среднеквадратическая ошибка представлена в двух распределениях. Первое рассчитано для всех восьми полос $UBVRIJHK$, а второе – только на основе точных наблюдений $UBVRI$ (отмечено серым цветом), что отражает качество аппроксимации. Наилучшая средняя среднеквадратичная ошибка (для всех диапазонов) составляет 0.02^m , но часто превышает 0.04^m . Худший случай – для звезды N14. Для большинства звезд среднеквадратичная ошибка составила $>0.06^m$ (до 0.25^m), что нужно принять во внимание при анализе результатов,

представленных в табл. 5, где также представлены значения параметров для сравнения, полученные независимыми методами.

Для сравнения эффективной температуры мы взяли значения, полученные на основе спектрального класса, из библиотеки Gaia GSP-Phot Aeneas с использованием спектров BP/RP (Валленари и др., 2023) (поле *teff_gspphot* в каталоге I/355) и из данных Simbad. Спектральные классы нескольких звезд взяты из (Ландольт, 1973) и преобразованы в температурную шкалу с помощью табл. 5 из работы (де Ягер, Ниеувехузен, 1987). Если распределение вычисленных нами значений T_{eff} имело несколько выраженных максимумов, то в качестве решения выбирался наибольший по площади из них. Ускорение силы тяжести независимо оценивалось по угловому диаметру, полученному нашим методом, в сочетании с расстоянием d и массой звезды M : $R = d\theta$, $\log g = 4.44 + \log M / M_{\odot} - 2 \log R / R_{\odot}$. Мы рассчитали расстояния на основе параллаксов Gaia DR3, скорректированных согласно Линдгрен и др. (2021), как максимум функции распределения вероятностей по расстояниям (метод описан Байлер-Джонс, 2015). Массы звезд определялись по $T_{\text{eff}}-R$ -диаграмме из эволюционных треков MESA (Чой и др., 2016), рассчитанных для значения $V/V_{\text{crit}} = 0$ с учетом металличности звезды. Также мы сравнили результаты со значениями Gaia $\log g$ (поле *logg_gspphot* в каталоге I/355) и данными Simbad. Эти источники также использовались для сравнения металличности. Рассчитанные значения избытка цвета сравнивались с данными Gaia (поле *ebpmirp_gspphot* каталога I/355) и (Шлафли и др., 2014). Преобразование из избытка цвета $E(BP-RP)$ в $E(B-V)$ выполнено методом Касагранде, Ванденберг (2018). Также для сравнения покраснения использовались данные Шлафли, Финкбейнер (2011), которые является асимптотической картой и дают приемлемое значение для далеких звезд и внегалактических объектов.

На рис. 12 представлено сравнение значений эффективной температуры, силы тяжести, металличности и избытка цвета звезд, полученных нами и из указанных выше источников. Основная часть звезд имеет отклонение ΔT_{eff} около 150–300 К, но восемь звезд показывают большой разброс T_{eff} . Большинство этих звезд имеют значительные среднеквадратичные ошибки. Разница значений $\Delta \log g$ составляет около 1.0, т.е. мы можем различить карликов и гигантов. В то же время существуют звезды (например, NN4,23) с узкой формой распределения, с высокой точностью указывающие на некоторое значение $\log g$, однако на самом деле звезды имеют сильно отличающиеся значения $\log g$. Разброс значений металличности $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ составляет около 0.7. Но на рис. 12 корреляция отсутствует, и почти все значения $[\text{Fe}/\text{H}]$ близки к солнечному. Металличность является наиболее трудным для

Таблица 5. Вычисленные параметры звезд фотометрических стандартов Лапдолыта

N	Name	T_{eff} K	θ μas	$\log g$	[Fe/H]	$E(B-V)$	dist pc	$M/M_{\odot}$	$\log g$	SpType	T_{eff}			T_{eff}			Ref				
											K	K	K	K	K	K					
1	[L92b] TPHE D	3854 (10)	75.8 (0.4)	1.3 (0.0)	-0.1 (0)	0.01 (0.02)	7682 ⁺¹⁰¹ ₋₇₀₉	1.74 ^{+0.21} _{-0.20}	1.09 ^{+0.15} _{-0.10}									[1]			
2	SA 95 15	5616 (81)	53.7 (0.7)	3.4 (0.3)	-0.4 (0.1)	0.04 (0.02)	1921 ⁺¹ _{-0.75}	0.16 ^{+4.23} _{-0.40}	0.09	G5 V	5418	5708	4.31	-0.15	0.09	0.15	0.12	5603	4.52	-0.19	[1],[2]
3	SA 95 96	9630 (80)	39.7 (0.3)	4.3 (0.1)	-1.5 (1.3)	0.13 (0.02)	6418 ⁺¹ _{-1.79}	0.04 ^{+3.82} _{-0.03}	0.06	A0	10205				0.18	0.17	0.17	8000	4.00		[1],[2]
4	SA 95 231	6059 (30)	10.7 (0.1)	0.9 (0.1)	-0.7 (0.1)	0.00 (0.02)	2360 ⁺¹⁵² ₋₁₂₂	1.17 ^{+0.06} _{-0.06}	3.64 ^{+0.22} _{-0.19}						0.33	0.31	0.40			-0.17	[3]
5	SA 95 236	5397 (61)	52.4 (0.6)	3.2 (0.2)	-0.6 (0.1)	0.01 (0.02)	1851 ⁺¹ _{-0.63}	0.15 ^{+4.20} _{-0.44}	0.10	G5 IV	5448	5716	4.37	-0.26	0.12	0.28	0.38	5539	3.85		[1],[2]
6	SA 98 618	4144 (19)	214.5 (1.4)	0.6 (0.0)	-0.4 (0)	0.71 (0.01)	3409 ⁺²⁹² ₋₂₁₉	3.19 ^{+0.29} _{-0.26}	1.15 ^{+0.10} _{-0.08}						0.76	0.65	0.65	4119	1.04	-0.51	[4]
7	SA 98 675	4099 (29)	108.2 (0.9)	0.8 (0.1)	-0.5 (0)	0.47 (0.02)	2244 ⁺⁸⁹ ₋₅₇	0.60 ^{+0.06} _{-0.06}	1.39 ^{+0.07} _{-0.07}						0.93	0.83	0.70	4283	1.70	-0.12	[5],[4]
8	SA 101 315	4534 (12)	95.8 (0.8)	3.2 (0.2)	0.3 (0)	0.00 (0.00)	863 ⁺³⁷ ₋₂₇	1.57 ^{+0.05} _{-0.05}	2.74 ^{+0.09} _{-0.09}	K0 III	4702				0.04	0.07	0.07	4613	2.05	-0.46	[1],[2]
9	SA 101 316	6269 (52)	34.7 (0.4)	3.7 (0.2)	-0.1 (0.1)	0.02 (0.02)	5956 ⁺¹ _{-1.30}	0.03 ^{+3.86} _{-0.07}	0.07	F6	6202	6368	3.94	-0.09	0.05	0.05	0.06	6471	3.97		[1],[2]
10	SA 101 262	5330 (20)	14.4 (0.1)	2.5 (0.6)	-0.4 (0.1)	0.01 (0.02)	6017 ⁺¹ _{-0.66}	0.16 ^{+4.32} _{-0.46}	0.07						0.04	0.03	0.06	5585	4.45	-0.09	[6]
11	SA 101 326	5823 (155)	9.4 (0.1)	4.1 (0.4)	0.1 (0.1)	0.05 (0.04)	1502 ⁺⁵³ ₋₅₅	1.07 ^{+0.12} _{-0.09}	4.11 ^{+0.26} _{-0.21}						0.09	0.03	0.06	5697	4.20	0.16	[7],[8]
12	SA 101 270	6023 (13)	14.1 (0.1)	3.5 (0.1)	-0.2 (0)	0.00 (0.00)	1035 ⁺¹⁹ ₋₁₈	1.03 ^{+0.02} _{-0.02}	4.06 ^{+0.08} _{-0.07}						0.03	0.03	0.04	6107	4.08	-0.01	[7],[8]
13	SA 101 281	5436 (86)	51.8 (0.6)	1.8 (0.2)	-0.3 (0.1)	0.06 (0.02)	1530 ⁺⁵ _{-0.5}	0.74 ^{+0.20} _{-0.20}	4.45 ^{+0.52} _{-0.52}	G3:	5530	5394	4.56	0.14	0.05	0.04	0.05	5196	4.17	-0.10	[1],[2]
14	[L92b] SA 101 L6	6450 (200)	4.2 (0.3)	5.3 (0.1)	0.5 (0)	0.53 (0.05)	1763 ⁺²¹¹ ₋₁₄₄	1.45 ^{+0.21} _{-0.21}	4.79 ^{+0.64} _{-0.52}						0.01	0.03	0.05	5497	4.55	-0.60	[6]
15	SA 101 363	7359 (11)	52.3 (0.4)	3.4 (0.1)	0.1 (0)	0.03 (0.03)	438 ⁺¹⁰ ₋₁₀	1.83 ^{+0.02} _{-0.02}	3.92 ^{+0.08} _{-0.08}	A7	7839	7598	3.87	-1.8	0.03	0.03	0.05	7240	3.82		[1],[2]
16	SA 102 1081	6131 (23)	83.0 (0.3)	3.8 (0)	0.5 (0)	0.05 (0.01)	138 ⁺³ _{-0.3}	1.27 ^{+0.02} _{-0.02}	4.36 ^{+0.03} _{-0.03}	G5 IV	5448	5740	4.19	0.14	0.00	0.03	0.06	5887	4.41	0.35	[1],[2],[9]
17	SA 103 302	6787 (18)	64.1 (0.4)	4.1 (0.1)	-0.3 (0.1)	0.00 (0.02)	249 ⁺¹ _{-0.01}	1.26 ^{+0.06} _{-0.06}	4.07 ^{+0.09} _{-0.09}	F3	6643	6780	3.97	-0.99	0.01	0.02	0.05	6752	3.96	0.45	[1]
18	G14-55	3618 (19)	322.0 (2.2)	5.0 (0)	0.1 (0)	0.24 (0.01)	13.18 ^{+0.01} _{-0.01}	-0.50 ^{+0.22} _{-0.22}	4.83 ^{+0.92} _{-0.92}						0.03	0.04	0.04	3688	5.50	0.17	[10],[2]
19	PG1323-086	17180 (175)	4.0 (0.1)	4.0 (0.3)	0.4 (0.1)	0.05 (0.01)	19309 ⁺³⁹⁸ ₋₄₉₇₅	0.24 ^{+3.47} _{-0.10}	2.22 ^{+0.78} _{-0.78}						0.00	0.04	0.07	15700	2.35		[11]
20	SA 107 592	4181 (10)	95.8 (0.8)	2.2 (0.1)	0 (0.1)	0.00 (0.00)	1962 ⁺¹¹² ₋₉₂	1.12 ^{+0.07} _{-0.07}	1.88 ^{+0.11} _{-0.11}						0.23	0.09	0.16	4308	1.16	-0.58	[1],[2]
21	SA 107 484	4433 (6)	100.5 (0.6)	3.0 (0.1)	0.5 (0)	0.00 (0.00)	698 ⁺⁸ ₋₈	1.35 ^{+0.02} _{-0.02}	2.82 ^{+0.04} _{-0.04}	K0 III	4702	4642	2.79	0.22	0.16	0.09	0.17	4620	2.52	0.05	[1],[2]
22	SA 108 1918	4062 (5)	132.9 (0.9)	1.1 (0)	0 (0)	0.00 (0.00)	1355 ⁺⁴² ₋₃₈	0.79 ^{+0.03} _{-0.03}	1.76 ^{+0.06} _{-0.06}	K3 III:	4365				0.08	0.13	0.13	4299	2.12	0.22	[5],[4],[12]
23	SA 108 981	5853 (15)	32.1 (0.2)	1.1 (0.1)	-1.1 (0.1)	0.00 (0.00)	1163 ⁺²⁷ ₋₂₅	1.34 ^{+0.10} _{-0.07}	3.36 ^{+0.13} _{-0.10}	A6	8097				0.12	0.20	0.20	6789	3.72	0.23	[13],[14]
24	SA 112 595	3758 (3)	193.9 (0.9)	1.1 (0)	0 (0)	0.00 (0.00)	2910 ⁺¹²⁷ ₋₁₀₉	1.57 ^{+0.07} _{-0.07}	1.07 ^{+0.04} _{-0.04}	K2:III:	4474	4728	1.79	-0.25	0.63	0.06	0.10	3870	0.89	-0.51	[4]
25	SA 112 704	4030 (15)	147.5 (1.1)	1.5 (0.1)	0 (0.1)	0.06 (0.01)	2573 ⁺⁵⁴ ₋₁₈₆	1.84 ^{+0.30} _{-0.29}	1.48 ^{+0.17} _{-0.14}	G9:III:	4762	4303	1.84	-0.19	0.25	0.06	0.08	4010	0.85	-0.61	[4]
26	SA 113 466	6326 (10)	68.9 (0.9)	3.7 (0.2)	-0.3 (0.1)	0.02 (0.02)	311 ⁺¹ _{-0.02}	1.25 ^{+0.02} _{-0.02}	3.81 ^{+0.05} _{-0.05}	F5	6341				0.06	0.11	0.11	6408	3.99		[1],[2]

Ссылки: SF – Шлафли, Финкбайнер (2011), S2014 – Шлафли и др. (2014), [1] – Стейпмец и др. (2020), [2] – Кордопатис и др. (2013), [3] – Браун и др. (2008), [4] – Йонссон и др. (2020), [5] – Сит, Несс (2020), [6] – Дерих и др. (2010), [7] – Магрипи и др. (2021), [8] – Романо и др. (2021), [9] – Цвиттер и др. (2010), [10] – Гайдос и др. (2014), [11] – Дриллинг и др. (2013), [12] – Несс и др. (2016), [13] – Будер и др. (2021), [14] – Будер и др. (2018).

определения параметром в случае среднеквадратичных ошибок, превышающих 0.02^m . Избыток цвета большинства звезд невелик. Лишь две звезды (NN6,7) имеют значительное покраснение, которое с успехом обнаружено методом. Отклонения T_{eff} для звезд с большими среднеквадратичными ошибками приводят к отклонениям $E(B-V)$ из-за корреляции этих параметров.

Тест с использованием звезд из области Ландольта показывает, что использование фотометрических данных с точностью $0.02\text{--}0.05^m$ может дать как реалистичные параметры, так и существенно отличающиеся.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Разработанный метод предназначен для одновременной независимой оценки параметров звезд и избытка цвета для отдельных звезд без привлечения априорной информации и предположений (хотя алгоритм это позволяет) с использованием данных широкополосных фотометрических наблюдений.

Метод имеет ограниченное применение. Для получения приемлемого результата необходимы как можно более точные данные наблюдений от УФ- до ИК-диапазона, по крайней мере, ошибки должны быть менее $0.01 \dots 0.015^m$. Требование по точности и диапазону фотометрических данных накладывает существенные ограничения на количество звезд, доступных для использования метода. Если ИК-диапазон покрывается каталогом 2MASS, хотя точность JHK величин не всегда удовлетворительна, то количество измерений в ближнем УФ-диапазоне, достаточных по точности, невелико.

Все параметры восстанавливаются для звезд с $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$ K, которые являются наиболее многочисленными объектами в Галактике, т.е. метод можно использовать для звезд поля. Для более горячих звезд металличность становится неопределимой. В некоторых случаях существуют множественные решения, в распределении вычисленных параметров могут появиться два и более выраженных максимума. Увеличение ошибок фотометрии приводит сначала к увеличению ошибок параметров и быстро к ситуации, когда возможна оценка только T_{eff} и $E(B-V)$. Используя полученный угловой диаметр звезды с известным расстоянием, мы можем уточнить значение ускорения силы тяжести и запустить алгоритм с фиксированным значением $\log g$, что улучшит точность остальных параметров. Однако для этого нужно знать массу звезды. Основная проблема — это металличность, которая сильно влияет на положение эволюционных треков и определение массы. А металличность в данном методе определяется наименее надежно.

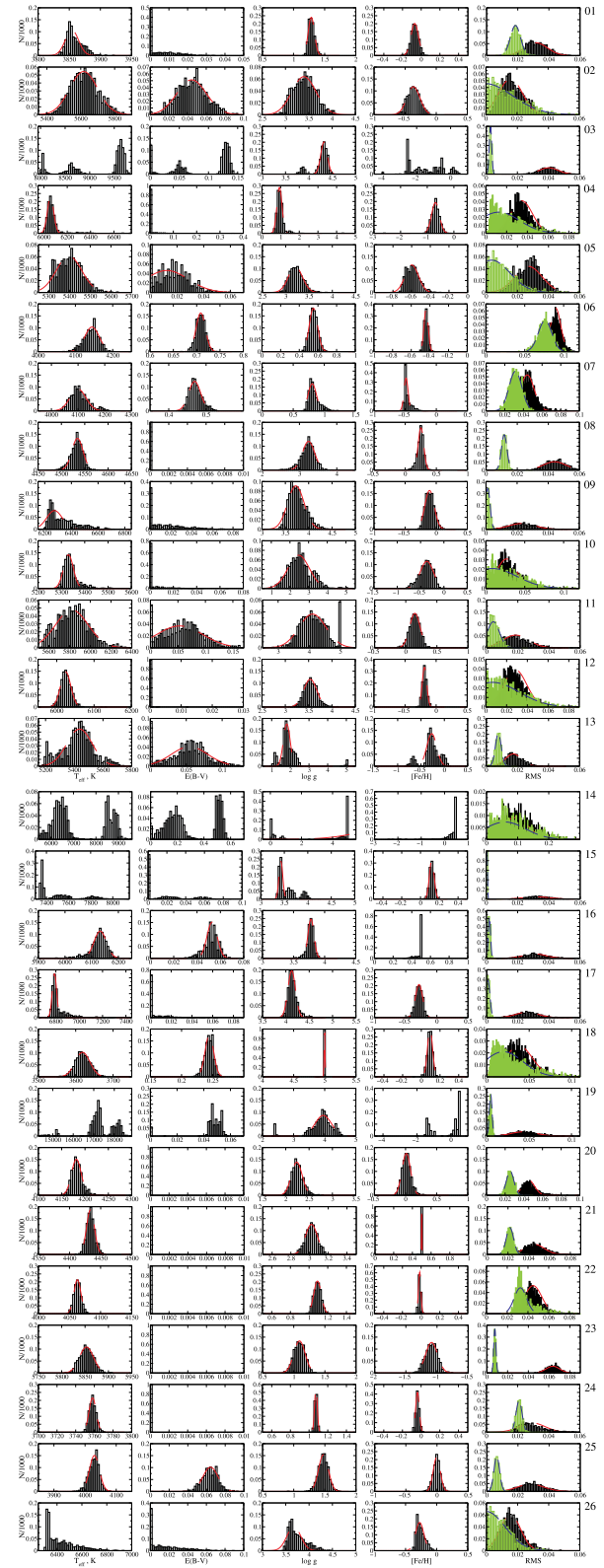


Рис. 11. Распределения вычисленных параметров звезд областей Ландольта, рассчитанные по вариациям звездных величин в пределах их ошибок. Среднеквадратические ошибки, полученные без полос JHK , отмечены серым цветом.

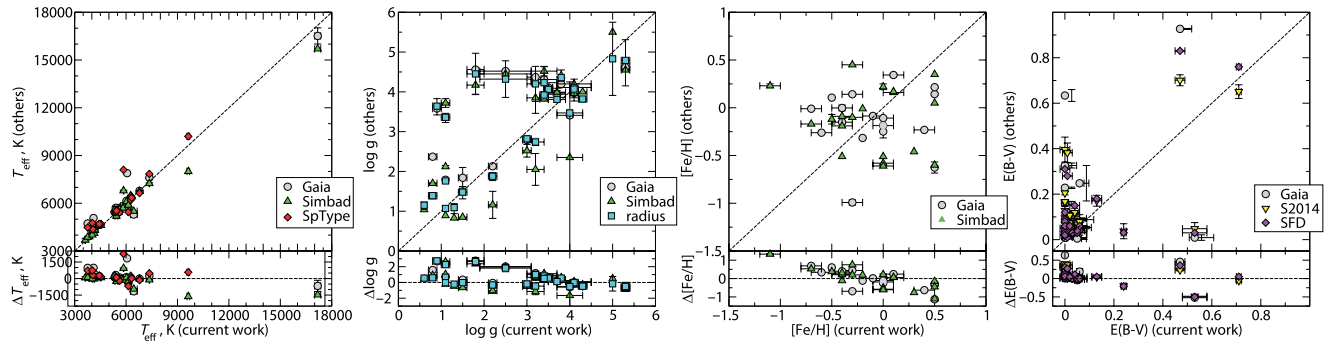


Рис. 12. Сравнение вычисленных параметров звезд площадок Ландольта.

Тесты показали, что погрешности вычисления избытка цвета $\sigma E(B-V)$ не превышают $0.05-0.07^m$ для звезд с любыми протестированными температурами. Поэтому метод может быть применен для изучения поглощения в межзвездной среде. Для рассеянных и шаровых звездных скоплений метод дает меньшую точность по сравнению со стандартным анализом диаграммы цвет–величина (CMD).

Текущая версия метода основана на моделях звездных атмосфер ATLAS9 с нормальным химическим составом, поэтому результат будет подразумевать нормальные звезды. ATLAS9 позволяет рассчитывать модели звезд с различным содержанием α -элементов, которое может быть еще одним свободным параметром. Но низкая чувствительность звездных величин широкополосных систем от $[\alpha/\text{Fe}]$ и величины реальных ошибок наблюдений не позволяют оценить избытки α -элементов. Также метод нельзя использовать для переменных звезд с температурными пятнами, например, типа BY Dra, RS CVn.

В настоящей статье мы использовали закон покраснения из работы (Матис, 1990) и постоянное значение $R_V = A_V/E(B-V)$, которое на самом деле является переменной величиной и может использоваться как свободный параметр. Однако точность фотометрических данных в большинстве случаев недостаточна для этого. Только для плотных звездных полей в направлении с аномальным покраснением можно ожидать оценки величины R_V статистическими методами.

Мы разработали метод, наиболее близкий по смыслу к (Лоренцо-Гутиеррес и др., 2020), в котором авторы использовали средне- и узкополосную фотометрическую систему проекта GALANTE, созданную специально для извлечения максимума информации из спектральных распределений энергии звезд. В настоящей работе протестирован метод, использующий широкополосные фотометрические системы Джонсона–Казинса и 2MASS, но возможно создание любых других списков фотометрических полос, охватывающих спектральный

диапазон от УФ до ИК, например, звездных величин *ugriz* фотометрической системы SDSS. Ожидается аналогичная точность полученных параметров звезды при таких же требованиях к точности фотометрических данных. Метод оптимизирован по времени поиска глобального минимума за счет анализа распределений χ^2 на диаграмме $T_{\text{eff}}-E(B-V)$ для различных параметров звезды. Точность результатов (Лоренцо-Гутиеррес и др., 2020) ожидается выше, благодаря специально разработанным фотометрическим полосам. Но в целом тесты нашего метода показывают аналогичные результаты, в частности, заметны несколько выбросов для малых значений $E(B-V)$, большой разброс значений $\log g$ систематически более низкие значения $[\text{Fe}/\text{H}]$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье мы проанализировали метод минимизации χ^2 , разработанный для восстановления параметров звезды и избытка цвета из данных широкополосной фотометрии на примере фотометрических систем Джонсона и 2MASS. Для метода необходимы данные наблюдений в широком диапазоне длин волн от УФ до ИК с точностью $\sigma_m \lesssim 0.01-0.015^m$. Показана возможность получения приемлемых параметров для звезд с $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$ K, а также избытка цвета для звезд любых температур.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит рецензентов за полезные замечания, которые позволили значительно улучшить статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алленде Прието (C. Allende Prieto), *Astron. Astrophys.* **595**, A129 (2016).
2. Алонсо и др. (A. Alonso, S. Arribas, and C. Martinez-Roger), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **140**, 261 (1999).

3. Ан и др. (D. An, M.H. Pinsonneault, T. Masseron, F. Delahaye, J.A. Johnson, D.M. Terndrup, T.C. Beers, I.I. Ivans, and Z. Ivezić), *Astrophys. J.* **700**, 523 (2009).
4. Арену и др. (F. Arenou, M. Grenon, and A. Gomez), *Astron. Astrophys.* **258**, 104 (1992).
5. Байлер-Джонс (C.A.L. Bailer-Jones), *Astron. Soc. Pacific* **127**, 994 (2015).
6. Байо и др. (A. Bayo, C. Rodrigo, D. Barrado Y Navascués, et al.), *Astron. Astrophys.* **492**, 277 (2008).
7. Беликов, Росер (A.N. Belikov and S. Röser), **489**, 1107 (2008).
8. Бессель (M.S. Bessell), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **102**, 1181 (1990).
9. Бессель и др. (M.S. Bessell, F. Castelli, and B. Plez) *Astron. Astrophys.* **333**, 231 (1998).
10. Бессель, Бретт (M.S. Bessell and J.M. Brett), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **100**, 1134 (1988).
11. Блэквелл, Шаллис (D.E. Blackwell and M.J. Shallis), *MNRAS* **180**, 177 (1977).
12. Бостанци и др. (Z.F. Bostanc, T. Ak, T. Yontan, S. Bilir, T. Guver, S. Ak, O. Cakirli, O. Ozdarcen, et al.), *MNRAS* **453**, 1095 (2015).
13. Браун и др. (W.R. Brown, T.C. Beers, R. Wilhelm, C. Allende Prieto, M.J. Geller, S.J. Kenyon, and M.J. Kurtz), *Astron. J.* **135**, 564 (2008).
14. Будер и др. (S. Buder, M. Asplund, L. Duong, J. Kos, K. Lind, M.K. Ness, S. Sharma, J. Bland-Hawthorn, et al.), *MNRAS* **478**, 4513 (2018).
15. Будер и др. (S. Buder, S. Sharma, J. Kos, A.M. Amarsi, Th. Nordlander, K. Lind, S.L. Martell, M. Asplund, et al.), *MNRAS* **506**, 150 (2021).
16. Валленари и др. (Gaia Collaboration; A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, F. Arenou, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevey, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, 1 (2023).
17. Ванденберг и др. (Don A. Vandenberg, K. Brogaard, R. Leaman, and L. Casagrande), *Astrophys. J.* **775**, 134 (2013).
18. Венгер и др. (M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, F. Bonnarel, S. Borde, F. Genova, G. Jasiewicz, et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 9 (2000).
19. Вуди, Шлауфман (T. Woody and K.C. Schlaufman), *Astron. J.* **162**, 42 (2021).
20. Гайдос и др. (E. Gaidos, A.W. Mann, S. Lépine, A. Buccino, D. James, M. Ansdell, R. Petrucci, P. Mauas, and E.J. Hilton), *MNRAS* **443**, 2561 (2014).
21. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 512 (2017) [G.A. Gontcharov, *Astron. Lett.* **43**, 472 (2017)].
22. Дерих и др. (M. Dierickx, R. Klement, H.-W. Rix, and Chao Liu), *Astrophys. J.* **725**, L186 (2010).
23. Диас и др. (W.S. Dias, B.S. Alessi, A. Moitinho, and J.R.D. Lepine), *Astron. Astrophys.* **389**, 871 (2002).
24. Диас и др. (W.S. Dias, H. Monteiro, A. Moitinho, J.R.D. Lepine, G. Carraro, E. Paunzen, B. Alessi, and L. Villela), *MNRAS* **504**, 356 (2021).
25. Донор и др. (J. Donor, P.M. Frinchaboy, K. Cunha, J.E. O'Connell, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, R. Beaton, et al.), *Astron. J.* **159**, 199 (2020).
26. Доттер и др. (A. Dotter, A. Sarajedini, J. Anderson, A. Aparicio, L.R. Bedin, B. Chaboyer, S. Majewski, A. Marin-Franch, et al.), *Astrophys. J.* **708**, 698 (2010).
27. Дриллинг и др. (J.S. Drilling, C.S. Jeffery, U. Heber, S. Moehler, and R. Napiwotzki), *Astron. Astrophys.* **551**, A31 (2013).
28. Йонссон и др. (H. Jönsson, J.A. Holtzman, C. Allende Prieto, K. Cunha, D.A. Garcia-Hernandez, S. Hasselquist, Th. Masseron, Y. Osorio, et al.), *Astron. J.* **160**, 120 (2020).
29. Касагранде, Ванденберг (L. Casagrande and D.A. Vandenberg), *MNRAS* **479**, L102 (2018).
30. Кейроз и др. (A.B.A. Queiroz, F. Anders, B.X. Santiago, et al.), *MNRAS* **476**, 2556 (2018).
31. Ким и др. (S. Kim, B. Lim, M.S. Bessell, J.S. Kim, and H. Sung), *Astron. J.* **162**, 140 (2021).
32. Кирби и др. (E.N. Kirby, J.L. Xie, R. Guo, M. Kovalev, and M. Bergemann), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **237**, 18 (2018).
33. Кордопатис и др. (G. Kordopatis, G. Gilmore, M. Steinmetz, C. Boeché, G.M. Seabroke, A. Siebert, T. Zwitter, J. Binney, et al.), *Astron. J.* **146**, 134 (2013).
34. Кохен и др. (M. Cohen, R.G. Walker, B. Carter, P. Hammersley, M. Kidger, and K. Noguchi), *Astron. J.* **117**, 1864 (1999).
35. Крузалебес и др. (P. Cruzalèbes, R.G. Petrov, S. Robbe-Dubois, J. Varga, L. Burtscher, F. Allouche, P. Berio, K.-H. Hofmann, et al.), *MNRAS* **490**, 3158 (2019).
36. Ландольт (A.U. Landolt), *Astron. J.* **78**, 959 (1973).
37. Ландольт (A.U. Landolt), *Astron. J.* **137**, 4186 (2009).
38. Ли и др. (Y. Lee, T.C. Beers, C. Bailer-Jones, H.J. Newberg, M. Subbarao, and D. Surendran), *Am. Astron. Soc. Meet.* **207**, 131.04 (2005).
39. Линдегрэн и др. (L. Lindegren, U. Bastian, M. Biermann, A. Bombrun, A. de Torres, E. Gerlach, R. Geyer, J. Hernandez, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A4 (2021).
40. Лоренцо-Гутиеррес и др. (A. Lorenzo-Gutiérrez, E.J. Alfaro, J. Maz Apellániz, R.H. Barba, A. Marin-Franch, A. Ederoclite, D. Cristobal-Hornillos, J. Varela, et al.), *MNRAS* **494**, 3342 (2020).
41. Лэйден и др. (A.C. Layden, A. Sarajedini, T. von Hippel, and A.M. Cool), *Astrophys. J.* **632**, 266 (2005).

42. Магрини и др. (L. Magrini, N. Lagarde, C. Charbonnel, E. Franciosini, S. Randich, R. Smiljanic, G. Casali, C. Viscasillas Vazquez, et al.), *Astron. Astrophys.* **651**, A84 (2021).
43. МакДональд и др. (I. McDonald, A.A. Zijlstra, and M.L. Boyer), *MNRAS* **427**, 343 (2012).
44. МакКолл (M.L. McCall), *Astron. J.* **128**, 2144 (2004).
45. Мартин (J.C. Martin), *Astron. J.* **128**, 2474 (2004).
46. Матис (J.S. Mathis), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 37 (1990).
47. Монгуио и др. (M. Monguió, F. Figueras, and P. Grosbøl), *Astron. Astrophys.* **568**, A119 (2014).
48. Несс и др. (M. Ness, D.W. Hogg, H.-W. Rix, M. Martig, M.H. Pinsonneault, and A.Y.Q. Ho), *Astrophys. J.* **823**, 114 (2016).
49. Паунзен и др. (E. Paunzen, U. Heiter, M. Netopil, and C. Soubiran), *Astron. Astrophys.* **517**, A32 (2010).
50. Рамirez, Мелендез (I. Ramirez and J. Meléndez), *Astrophys. J.* **626**, 465 (2005).
51. Романо и др. (D. Romano, L. Magrini, S. Randich, G. Casali, P. Bonifacio, R.D. Jeffries, F. Matteucci, E. Franciosini, et al.), *Astron. Astrophys.* **653**, A72 (2021).
52. Саларис, Вейсс (M. Salaris and A. Weiss), *Astron. Astrophys.* **388**, 492 (2002).
53. Сан и др. (Q. Sun, C.P. Deliyannis, B.A. Twarog, B.J. Anthony-Twarog, and A. Steinhauer), *Astron. J.* **159**, 246 (2020).
54. Сан и др. (M. Sun, B. Chen, H. Guo, H. Zhao, M. Yang, and W. Cui), *Astron. J.* **166**, 126 (2023).
55. Сантос, Пиатти (J.F.C. Jr. Santos and A.E. Piatti), *Astron. Astrophys.* **428**, 79 (2004).
56. Сильва, Напивотски (M.D.V. Silva and R. Napiewotzki), **411**, 2596 (2011).
57. Синнерстад (U. Sinnerstad), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **40**, 395 (1980).
58. Сит, Несс (T. Sit and M.K. Ness), *Astrophys. J.* **900**, 4 (2020).
59. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
60. Стейнмец и др. (M. Steinmetz, G. Guiglion, P.J. McMillan, G. Matijevic, H. Enke, G. Kordopatis, T. Zwitter, M. Valentini, et al.), *Astron. J.* **160**, 83 (2020).
61. Стритзингер и др. (M. Stritzinger, N.B. Suntzeff, M. Hamuy, P. Challis, R. Demarco, L. Germany, and A.M. Soderberg), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **117**, 810 (2005).
62. Субиран и др. (C. Soubiran, J.-F. Le Campion, N. Brouillet, and L. Chemin), *Astron. Astrophys.* **591**, A118 (2016).
63. Торра и др. (J. Torra, F. Figueras, C. Jordi, and G. Rossello), *Astrophys. Space Sci.* **170**, 251 (1990).
64. Флетчер (R. Fletcher), *Practical methods of optimization* (John Wiley & Sons, Ltd, 1987).
65. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, E. Schilbach, S. Roser, and R.-D. Scholz), *Astron. Astrophys.* **558**, A53 (2013).
66. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, E. Schilbach, S. Roser, and R.-D. Scholz), *Astron. Astrophys.* **585**, A101 (2016).
67. Хорта и др. (D. Horta, R.P. Schiavon, J.T. Mackereth, T.C. Beers, J.G. Fernandez-Trincado, P.M. Frinchaboy, D.A. Garcia-Hernandez, D. Geisler, et al.), *MNRAS* **493**, 3363 (2020).
68. Хук, Свифт (N. Houk and C. Swift), *Michigan Spectral Survey* **5** (1999).
69. Цвиттер и др. (T. Zwitter, G. Matijević, M.A. Bredels, M.C. Smith, A. Helmi, U. Munari, O. Bienayme, J. Binney, et al.), *Astron. Astrophys.* **522**, A54 (2010).
70. Чой и др. (J. Choi, A. Dotter, C. Conroy, M. Cantiello, B. Paxton, and B.D. Johnson), *Astrophys. J.* **823**, 102 (2016).
71. Шлафли и др. (E.F. Schlafly, G. Green, D.P. Finkbeiner, M. Juric, H.-W. Rix, N.F. Martin, W.S. Burgett, K.C. Chambers, et al.), *Astrophys. J.* **789**, 15 (2014).
72. Шлафли, Финкбейнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
73. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, and M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).
74. де Боер и др. (T.J.L. de Boer, V. Belokurov, T.C. Beers, and Y.S. Lee), *Astrophys. J.* **443**, 658 (2014).
75. де Ягер, Ниеувенхузен (C. de Jager and H. Nieuwenhuijzen), *MNRAS* **177**, 217 (1987).

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛЕРОДНОЙ ЗВЕЗДЫ Т ДРАКОНА

© 2024 г. А. М. Татарников^{1, 2}*, С. Г. Желтоухов^{1, 2}, В. И. Шенаврин¹,
И. В. Сергеев², А. А. Вахонин^{1, 2}¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 22.11.2023 г.

После доработки 26.12.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Представлены результаты фотометрических инфракрасных наблюдений в полосах *JHKLM* и спектральных инфракрасных наблюдений в диапазоне 1–2.5 мкм углеродной мириды Т Дра, выполненных с 2019 по 2023 гг. Анализ фотометрических наблюдений показывает наличие в это время как пульсационных колебаний блеска с амплитудой падающей от 1.2^m в полосе *J* до 0.84^m в полосах *L* и *M*, так и наличие линейного тренда среднего уровня блеска величиной $0.0007^m/d$ в полосе *J*. В ИК-спектре Т Дра выделены полосы поглощения молекул C_2H_2 , HCN, CN, CO и C_2 . Обнаружена зависимость глубины полосы поглощения 1.53 мкм от блеска звезды. Показано, что полосы CO 12.29 мкм имеют высокий контраст, что указывает на их формирование не в атмосфере звезды, а в околозвездной пылевой оболочке. Представлено распределение энергии в спектре Т Дра в широком спектральном диапазоне, по которому получены оценки болометрических потоков в максимуме и минимуме блеска: 4.8×10^{-10} Вт/м² и 2.5×10^{-10} Вт/м² соответственно. Для расстояния Т Дра 944 пк они соответствуют светимости звезды в максимуме блеска $L_{\max} \approx 13300 L_{\odot}$ и в минимуме блеска $L_{\min} \approx 6900 L_{\odot}$. Проведено моделирование переноса излучения в околозвездной оболочке Т Дра и получены оценки параметров звезды и оболочки: $T_{\text{eff}} = 2400$ К, $R_* = 670 R_{\odot}$, $R_{\text{in}} = 5\text{--}6$ а.е., $R_{\text{out}} \sim 50000$ а.е., $\tau_V = 3.5$, $M_{\text{dust}} = 4 - 8 \times 10^{-10} M_{\odot}$, $dM/dt \sim 1.5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$.

Ключевые слова: углеродные звезды, потеря массы звезды, AGB звезды, Т Дра.**DOI:** 10.31857/S0320010824010051, **EDN:** OQYHNU

ВВЕДЕНИЕ

Звезды малых и промежуточных масс в конце своей эволюции оказываются на стадии асимптотической ветви гигантов (AGB). При этом они имеют низкие эффективные температуры ($T_{\text{eff}} \leq 3000$ К) и большие светимости ($L \geq 1000 L_{\odot}$), т.е. относятся к сверхгигантам спектрального класса М. У звезд с начальными массами от 1.5 до $4 M_{\odot}$ (при солнечном химсоставе) на AGB стадии со временем происходит обогащение атмосферы углеродом (Хофнер, Олофссон, 2018). Если соотношение С/О в атмосфере такой звезды становится >1 , то ее относят к углеродным звездам. Находясь в полосе неустойчивости, AGB звезды пульсируют с большими периодами и амплитудами (Фадеев, 2017), имеют высокий темп потери массы (до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$) и часто окружены массивными околозвездными пылевыми оболочками, являясь важными поставщиками вещества в межзвездную среду галактик.

Рассматриваемая в настоящей работе углеродная звезда Т Дра входит в Общий каталог

углеродных звезд Галактики (Алкнис и др., 2001) и имеет спектральный класс С6,2е–С8,3е. Она является известной яркой звездой типа Миры Кита и одним из наиболее ярких источников излучения в ближнем ИК-диапазоне на небе. Несмотря на это, фотометрическое поведение звезды изучено слабо. Она показывает колебания блеска с амплитудой в оптическом диапазоне $>3^m$ и периодом пульсаций 421.62 сут (Самусь и др., 2017). Согласно Перси и Багби (1999), на кривой блеска Т Дра есть признаки наличия вторичного периода с амплитудой около 1^m и периодом $\approx 8700^d$.

В 1995–1998 гг. на околоземной орбите работала инфракрасная обсерватория ISO¹ (Кесслер и др., 1996). Одними из основных объектов наблюдений обсерватории были звезды, находящиеся на поздних стадиях эволюции. В том числе, ISO было получено восемь спектров Т Дра на разных пульсационных фазах в широком спектральном диапазоне – от 2.38 до 45 мкм (де Грааув

¹ Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

* Электронный адрес: andrew@sai.msu.ru

Таблица 1. Журнал спектральных ИК-наблюдений Т Dra, выполненных на 2.5-м телескопе КГО

JD2400000+	Дата	Фаза
2458884.5	05-02-2020	0.21
2458930.6	22-03-2020	0.32
2458947.3	07-04-2020	0.36
2458990.4	20-05-2020	0.46
2459008.3	07-06-2020	0.50
2459029.4	28-06-2020	0.55
2459246.6	01-02-2021	0.07
2459561.7	13-12-2021	0.81
2460032.5	29-03-2023	0.93
2460152.6	26-07-2023	0.21
2460210.3	22-09-2023	0.35

и др., 1996). После работы Арингера и др. (2009) при моделировании пылевых вокруг углеродных звезд появилась возможность более реалистично задавать распределение энергии в спектрах центральных источников вместо использования излучения абсолютно черного тела. Это позволяет одновременно определять параметры и излучающей звезды, и ее околозвездной оболочки. В литературе отсутствуют ссылки на подобные модели для Т Dra, построение которой является основной целью нашей работы.

НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные инфракрасные наблюдения Т Dra в диапазоне длин волн 1–2.45 мкм проводились с камерой-спектрографом ASTRONIRCAM (Наджип и др., 2017), установленной на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ (КГО, Шатский и др., 2020). Наблюдения были получены в режиме кросс-дисперсии с входной щелью шириной 0.9" и спектральной разрешающей силой $R = 1030\text{--}1270$ в зависимости от длины волны (Желтоухов и др., 2020). Вынос за атмосферу производился с помощью теллурических стандартов – звезд спектрального класса A0V, наблюдавшихся на близкой воздушной массе. Распределение энергии в спектре A0V звезды было взято из работы Пиклза (1998). Моменты наблюдений приведены в табл. 1, фазы вычислены по эфемеридам, представленным в конце следующего раздела.

Рабочий спектральный диапазон спектрографа делится на четыре отдельных диапазона по числу рабочих порядков основной гризмы прибора (Желтоухов и др., 2020). Во время наблюдений порядки регистрируются одновременно попарно: в коротковолновой части с большим перекрытием

по длине волны диапазоны 1.04–1.24 мкм и 1.15–1.48 мкм, в длинноволновой части – диапазоны 1.51–1.88 мкм и 1.78–2.45 мкм, где на перекрывающийся диапазон попадает сильная полоса поглощения атмосферы. Попарная регистрация диапазонов позволяет быть уверенным в относительной взаимной калибровке спектров в этих диапазонах.

Фотометрические ИК-наблюдения Т Dra в полосах *JHKLM* проводились с одноканальным InSb-фотометром, установленном на 1.25-м телескопе Крымской астрономической станции ГАИШ (Шенаврин и др., 2011). В качестве стандарта при наблюдениях использовалась звезда BS6688 ($J = 1.80$, $H = 1.18$, $K = 1.03$, $L = 0.96$, $M = 1.12$). Ошибки фотометрии не превышают 0.02^m. Результаты приведены в табл. 2.

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Объект Т Dra является популярным среди любителей астрономии, и на сайте AAVSO (Клоппенбург, 2023) собрано более 10 тысяч визуальных оценок ее блеска. Анализ этих данных на более широком временном интервале, чем был рассмотрен Перси и Багби (1999), показывает, что хотя у Т Dra и наблюдаются изменения среднего уровня блеска на временных масштабах в несколько тысяч дней, периодической составляющей в этих изменениях не наблюдается. Данные, полученные в промежуток времени от наблюдений Т Dra обсерваторией ISO до настоящего момента (т.е. с 1995 г. по 2023 г.), мы использовали для получения представления о том, насколько мог меняться средний уровень яркости звезды для возможности сопоставления этих спектров. Для этого мы усреднили наблюдения внутри 20-суточных временных отрезков. На рис. 1 показан соответствующий фрагмент кривой блеска. На нем отмечены диапазоны дат, в которые проводились ИК спектральные наблюдения звезды. Хорошо видно, что во время наблюдений в КГО средний блеск звезды в оптическом диапазоне был примерно на 0.7^m слабее, чем при наблюдениях ISO. Средний блеск менялся и в период наблюдений в КГО со скоростью $\sim 0.7^m/1000^d$. Кроме того, заметно изменение амплитуды колебаний, которая уменьшилась с почти 4^m до 2^m.

Периодограммный анализ усредненных данных AAVSO, выполненный с помощью разложения в ряд Фурье отклонений наблюдательных данных от полинома 3-й степени, который аппроксимирует временной ряд для учета наличия тренда постоянной составляющей сигнала, дает значение периода 421.9^d и момент начального максимума 2449901.9. При этом момент минимума блеска на свертке приходится на фазу $\phi = 0.56$.

На рис. 2 приведены кривые изменения показателей цвета и блеска Т Дра в 2019–2023 гг. в ИК-диапазоне. Обращают на себя внимание периодические колебания блеска с амплитудой $\sim 1^m$ и наличие тренда среднего уровня блеска величиной $0.75^m/1000^d$, близкой к наблюдаемой в видимом диапазоне. Заметно также отсутствие фазовой и временной зависимостей показателя цвета $L-M$, говорящие о синхронном изменении яркости звезды в этих полосах. Существенные изменения показателя цвета $J-K$ ($\Delta(J-K) \sim 0.5^m$) связаны с большей амплитудой колебаний в полосе J , они не показывают фазового сдвига относительно J кривой. На восходящей ветви кривой блеска после минимума $JD = 2459000$ заметна “ступенька” – временное падение скорости роста яркости звезды, характерная особенность кривых блеска мирид (см. Федотьева и др., 2020, и ссылки там). При этом на следующем периоде колебаний такой выраженной особенности не заметно. Кроме того, как видно на рис. 2, положение среднего максимума сдвинуто, и между первой парой максимумов прошло $\approx 445^d$, а между второй $\approx 400^d$. При этом расстояние между минимумами не поменялось и соответствует периоду ОКПЗ (Самусь и др., 2017).

Точек на ИК-кривых блеска не достаточно для определения периода колебаний блеска. Однако можно сделать оценку момента начальной фазы. Для всех полос получились близкие эфемериды максимумов блеска: $JD_{\max} = 2459221 + 421.62E$, где период взят из работы Самуся и др. (2017). Таким образом, наблюдается сдвиг примерно на $0.1P$ между моментами максимумов блеска в оптическом и ИК-диапазонах. На рис. 3 приведены свертки данных рис. 2 с указанными эфемеридами. Видно, что минимум ИК-блеска попадает на фазу $\varphi = 0.5$.

Амплитуды фазовых кривых после учета тренда среднего уровня блеска составили $\Delta J = 1.2^m$, $\Delta H = 1.1^m$, $\Delta K = 0.9^m$, $\Delta M = \Delta L = 0.84^m$. Подобное падение амплитуды с ростом длины волны характерно для мирид. Оно наблюдалось, например, у углеродной мириды V CrB (Федотьева и др., 2020) и у классической мириды R Cas Вейгельт и Юдин (2001).

АНАЛИЗ СПЕКТРА И МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

С камерой-спектрографом ASTRONIRCAM наблюдениям доступен диапазон длин волн 1.04–2.45 мкм. Как было сказано выше, после экстракции спектров получают два независимых спектральных диапазона (коротковолновый и длинноволновый), взаимная относительная калибровка которых возможна лишь при наличии одновременных фотометрических наблюдений. Из-за высокой яркости Т Дра фотометрические

Таблица 2. Результаты фотометрических $JHKLM$ -наблюдений Т Дра в 2019–2023 гг.

JD2400000+	J	H	K	L	M
58652.4	5.57	3.99	2.45	0.59	0.10
58705.3	4.92	3.43	2.00	0.10	–0.28
58895.6	5.19	3.62	2.17	0.31	–0.11
58916.6	5.46	3.87	2.37	0.45	–0.07
58921.6	5.54	3.93	2.43	0.53	0.04
58928.6	5.62	3.99	2.47	0.55	0.10
58934.5	5.73	4.09	2.53	0.58	0.16
58948.5	5.86	4.22	2.65	0.72	0.24
58964.5	5.99	4.35	2.74	0.78	0.28
58981.4	6.05	4.40	2.77	0.83	0.36
59002.4	6.09	4.44	2.77	0.87	0.34
59026.4	5.99	4.38	2.71	0.80	0.25
59037.4	5.95	4.34	2.69	0.79	0.32
59061.3	5.88	4.28	2.63	0.70	0.23
59069.3	5.88	4.31	2.64	0.72	0.22
59077.3	5.84	4.27	2.63	0.70	0.14
59091.2	5.80	4.22	2.57	0.63	–0.04
59124.2	5.27	3.75	2.18	0.28	–0.20
59147.2	5.06	3.55	2.01	0.14	–0.33
59165.1	4.99	3.49	1.95	0.10	–0.37
59174.1	4.99	3.45	1.95	0.11	–0.37
59217.7	4.88	3.37	1.86	0.04	–0.43
59288.6	5.08	3.52	2.04	0.22	–0.26
59327.4	5.32	3.77	2.28	0.47	0.03
59374.4	5.65	4.08	2.54	0.74	0.27
59395.4	5.78	4.17	2.63	0.82	0.35
59414.3	5.78	4.22	2.67	0.89	0.40
59445.4	5.66	4.14	2.60	0.83	0.41
59452.3	5.64	4.10	2.58	0.81	0.35
59475.3	5.46	3.93	2.44	0.70	0.20
59510.2	5.26	3.78	2.36	0.63	0.13
59519.2	5.22	3.74	2.33	0.58	0.13
59543.2	4.84	3.46	2.08	0.32	–0.20
59626.6	4.41	3.01	1.73	0.00	–0.44
59652.6	4.32	2.93	1.68	–0.02	–0.49
59660.6	4.32	2.91	1.66	–0.03	–0.47
59685.5	4.33	2.92	1.69	0.00	–0.41
59708.5	4.43	3.00	1.78	0.10	–0.39
59731.4	4.67	3.17	1.93	0.21	–0.18
59741.4	4.79	3.28	2.00	0.27	–0.04
59772.4	5.19	3.62	2.24	0.48	0.07
59782.3	5.34	3.78	2.36	0.59	0.21
59799.3	5.51	3.91	2.48	0.70	0.31
59859.2	5.50	3.94	2.50	0.75	0.36
59872.2	5.40	3.89	2.45	0.74	0.24
59892.1	5.30	3.80	2.39	0.66	0.13
59986.6	4.52	3.14	1.86	0.17	–0.29
60028.5	4.34	2.95	1.69	0.02	–0.38
60049.5	4.29	2.87	1.63	–0.03	–0.42
60068.4	4.26	2.83	1.60	–0.04	–0.50
60098.5	4.35	2.88	1.64	–0.02	–0.40
60127.4	4.50	3.03	1.76	0.10	–0.22
60152.3	4.69	3.24	1.92	0.22	–0.16
60183.3	4.90	3.39	2.10	0.44	0.12
60187.2	4.94	3.46	2.12	0.50	0.14
60210.2	5.06	3.61	2.28	0.63	0.19
60247.1	5.18	3.70	2.37	0.76	0.37

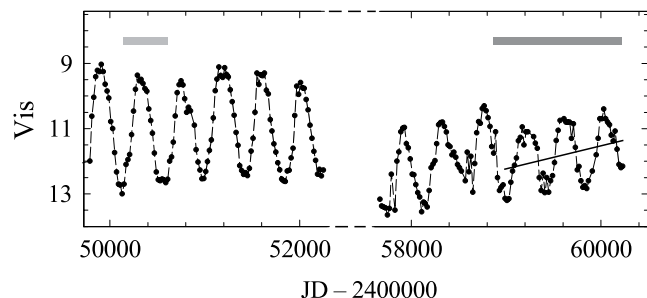


Рис. 1. Кривая блеска Т Суг в видимом диапазоне, построенная по усредненным данным AAVSO. Прямая линия отражает тренд среднего уровня блеска в период ИК-наблюдений Т Дра в КГО. Полосы над кривой блеска отмечают диапазоны дат, в которые были получены спектры ISO (светло-серая полоса) и спектры КГО (темно-серая полоса).

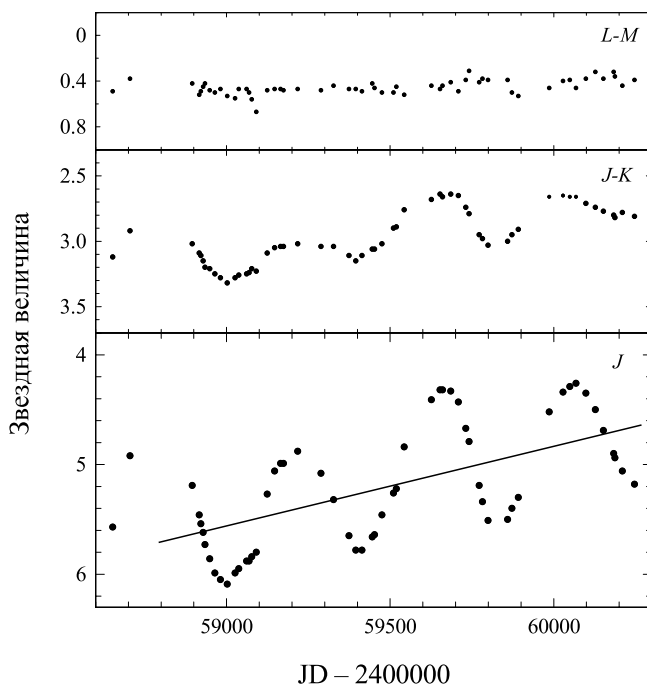


Рис. 2. Кривые изменения блеска Т Дра в полосе J и показателей цвета $J-K$ и $L-M$. Прямая линия отражает тренд среднего уровня блеска.

наблюдения с ASTRONIRCAM невозможны. Поэтому для калибровки мы использовали интерполированные на моменты наблюдений спектров данные из табл. 2: спектры сворачивались с кривыми реакции соответствующих полос Крымского InSb-фотометра, и определялись нормировочные коэффициенты относительно потоков Веги в этих полосах (Курниф, 1983). Калиброванные таким образом спектры приведены на рис. 4.

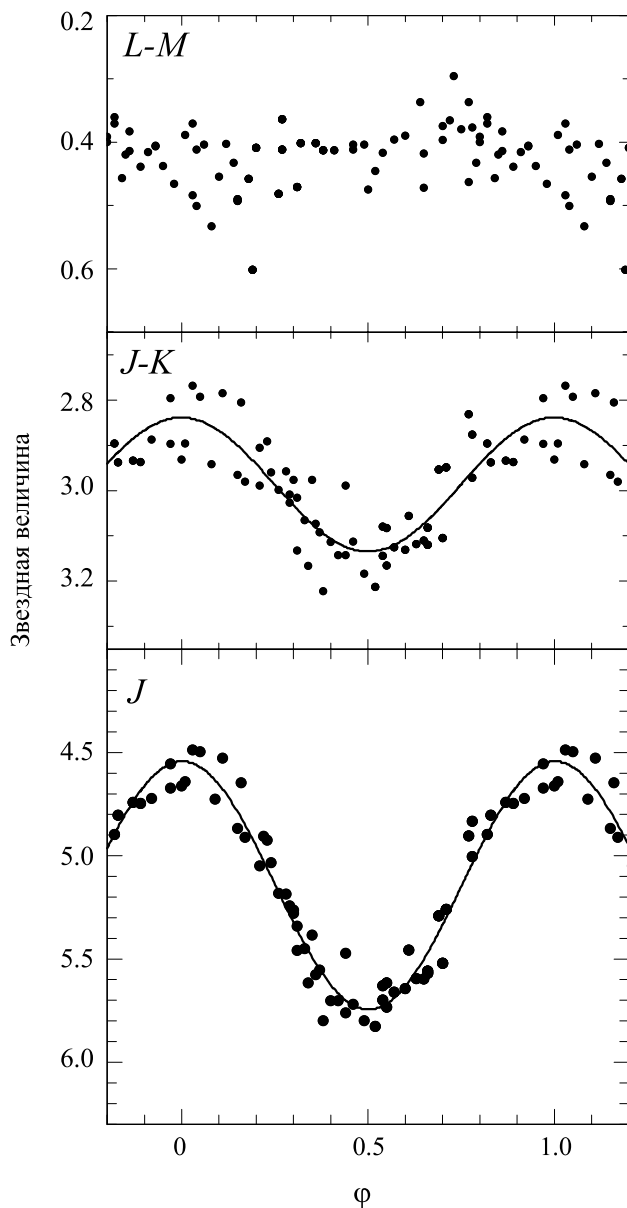


Рис. 3. Фазовые кривые Т Дра в полосе J и показателей цвета $J-K$ и $L-M$, свернутые с периодом 422^d .

В спектрах, получаемых с поверхности Земли в ближнем ИК-диапазоне, обычно обращают на себя внимание области с резко увеличенным шумом, связанные с наличием теллурических полос поглощения. Наиболее сильные полосы приходятся на диапазоны 1.34–1.48 мкм и 1.78–1.97 мкм, в которых корректное восстановление сигнала после калибровки практически невозможно. Кроме того, присутствуют полосы поглощения, коррекция сигнала в которых возможна при стабильных атмосферных условиях (это 1.13, 2.01 и 2.06 мкм), и множество отдельных слабых линий и полос

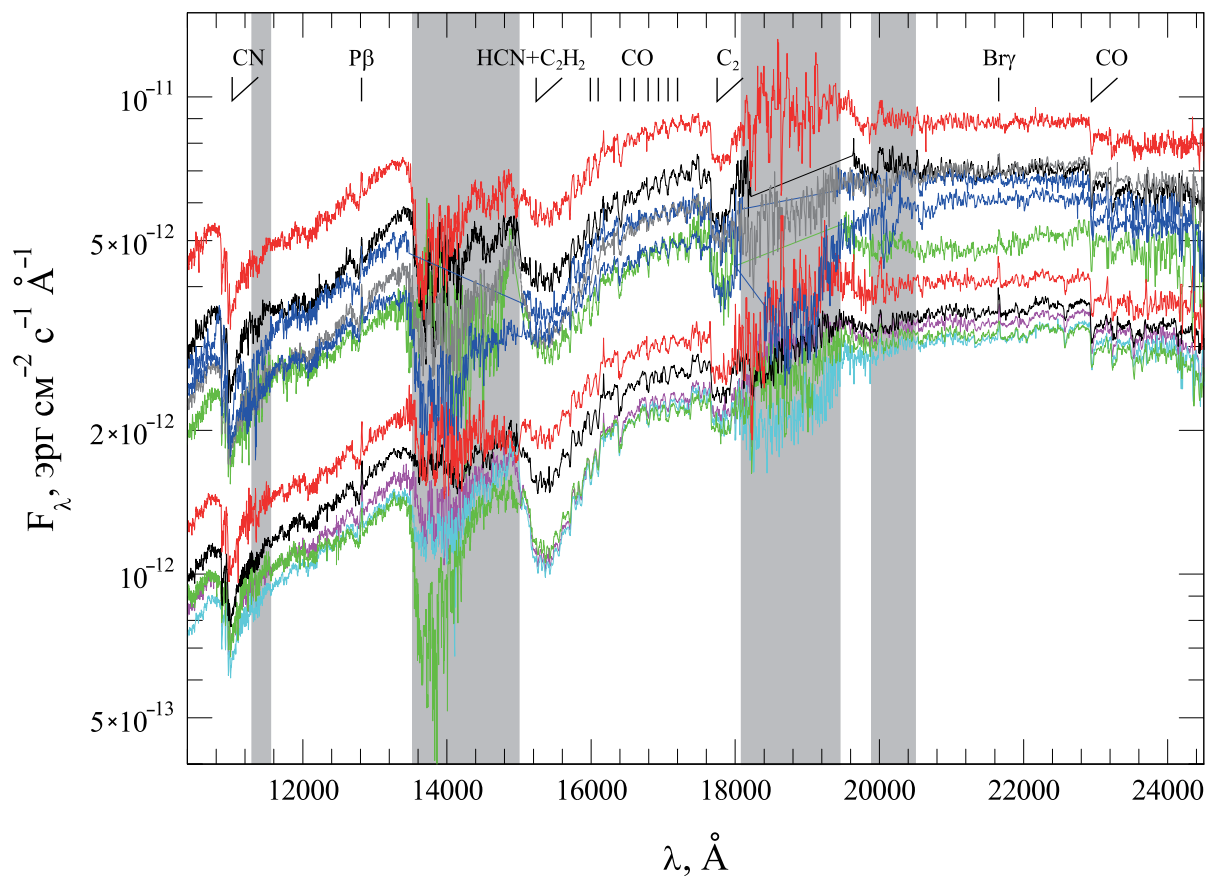


Рис. 4. Спектры Т Дра в ближнем ИК-диапазоне. Сверху вниз (по левому краю) 29-03-2023, 26-07-2023, 13-12-2021, 05-02-2020, 01-02-2021, 22-09-2023, 22-03-2020, 07-04-2020, 20-05-2020, 28-06-2020, 07-06-2020.

поглощения. Мы отметили положение основных теллурических полос на рис. 4.

Эмиссионный спектр Т Дра в ближнем ИК-диапазоне беден и состоит из двух слабых водородных линий $P\beta$ $\lambda = 1.282$ мкм и $Br\gamma$ $\lambda = 2.166$ мкм.

Спектр Т Дра, полученный на любой пульсационной фазе, имеет характерные для углеродных звезд (см., например, Джойс, 1998; Танака и др., 2007; Гонно и др., 2016) молекулярные полосы и линии поглощения. Это прежде всего полоса C_2 $\lambda = 1.768$ мкм, считающаяся одним из однозначных признаков углеродных звезд в ближнем ИК-диапазоне (Гонно и др., 2016). Она находится на границе теллурической полосы поглощения, но хорошо заметна у Т Дра. Так же видна широкая полоса поглощения $\lambda = 1.53$ мкм, которую ассоциируют с поглощением молекул C_2H_2 и HCN . Эта особенность наблюдается не у всех углеродных звезд, но, по-видимому, все углеродные звезды с этой полосой в спектре являются пульсирующими переменными (Гонно и др., 2016). Как видно на рис. 4, глубина этой особенности спектра у Т Дра меняется с изменением уровня континуума и зависит от фазы пульсаций (на рис. 4 три спектра с наиболее

глубокой полосой 1.53 мкм получены при фазах, близких к минимуму 2020 г.). Для подтверждения зависимости от фазы вне минимума требуется больше спектров, полученных на одной фазе при близком уровне блеска звезды.

Помимо указанных выше двух полос, в спектре хорошо видны серии молекулярных полос CO в области $\lambda = 1.6$ и 2.3 мкм и CN в области 1.1 мкм. Их контраст велик и соответствует контрасту обычных углеродных звезд без ИК-избытков излучения.

В работе Гонно и др. (2016) для сравнения разных объектов были введены спектральные индексы, вычисляемые как $-2.5 \lg(F_{\text{cont}}/F_{\text{band}})$. Индексы для перечисленных ранее молекулярных полос, измеренные по нашим спектрам, соответствуют спектральным индексам углеродных звезд с большим показателем цвета $J-K$, имеющим в спектре абсорбционную особенность на 1.53 мкм.

Для углеродных звезд без околозвездных пылевых оболочек показатель $J-K < 2$. На это указывают и наблюдения, и синтетическая фотометрия, например, по моделям Арингера и др. (2009). Большая величина показателя цвета $J-K \sim 3$

у Т Dra может говорить или о большом межзвездном поглощении, или о наличии околос звездной пылевой оболочки. Взяв расстояние до звезды из GAIA EDR3 (Байлер-Джонс и др., 2021) и используя карту межзвездного поглощения из работы Грин и др. (2019), можно получить, что при расстоянии до Т Dra 944 пк величина избытка цвета $E(g-r) = 0.04^m$.

Моделирование излучения звезды, окруженной пылевой оболочкой, лучше проводить в максимально широком спектральном диапазоне. Для построения распределения энергии в спектре Т Dra (далее SED) мы использовали следующие данные: спектры космической обсерватории ISO (Слоан и др., 2003) в диапазоне 2.38–45 мкм, фотометрические оценки потока в полосах 12, 25, 60 и 100 мкм из каталога спутников IRAS (Нейгебауэр и др., 1984), AKARI (Ишихара и др., 2010), WISE (Врайт и др., 2010), MSX (Еган и др., 2003) и базы данных наблюдений переменных звезд AAVSO (Клоппенбург, 2023). Кроме того, мы использовали собственные наблюдения Т Dra, полученные в КГО и КАС. Все собранные данные были скорректированы за межзвездное поглощение в соответствии с законом из работы Карделли и др. (1989) для величины $E(g-r) = 0.04^m$.

К сожалению, все эти данные были получены на разных пульсационных фазах звезды, которые нельзя просто объединить, так как выше было показано, что в изменении блеска Т Dra присутствует не только пульсационная составляющая, но и тренд среднего уровня.

Из собранных нами данных наиболее широкий спектральный диапазон покрывают спектры ISO. Поэтому мы выбрали их в качестве основы для нормировки других данных на соответствующие фазы. Из восьми спектров ISO, полученных на разных фазах, мы выбрали два спектра: от 28 октября 1996 г. (TDT 34601702), полученный на фазе, наиболее близкой к максимуму ($\phi = 0.07$), и от 15 мая 1997 г. (TDT 54600104), полученный на фазе $\phi = 0.54$. Как было показано выше, у спектров КГО в длинноволновом диапазоне нет зависимости формы от фазы или блеска объекта. Это позволяет напрямую объединить их со спектром ISO, используя нормировку, вычисленную по диапазону их пересечения. Аналогично можно провести перенормировку средних потоков в максимуме и минимуме блеска в полосах JHKLM через совмещение данных в полосе K с ИК-спектром. Эта нормировка примерно совпадает с изменением среднего уровня блеска звезды в 0.6^m между датами наблюдений ISO и в КГО, найденным выше по данным AAVSO. Хорошее совпадение перенормированных потоков в полосах L и M со спектром ISO говорит в пользу корректности предложенной нормировки. Так как амплитуда пульсаций падает с увеличением длины волны, то спутниковые

данные, полученные в среднем и дальнем ИК-диапазонах, мы наложили на SED без изменений. Результирующие спектры показаны на рис. 5. Видно, что и в максимуме и в минимуме блеска F_λ в спектре звезды не заметны отдельные максимумы излучения, связанные со звездой и оболочкой, т.е. виден один широкий максимум на длине волны ~ 2 мкм.

Наличие SED в столь широком спектральном интервале позволяет получить надежную оценку болометрического потока $F_{\text{bol}} = 4.8 \times 10^{-10}$ Вт/м² в максимуме блеска и $F_{\text{bol}} = 2.5 \times 10^{-10}$ Вт/м² в минимуме. В предположении сферической симметрии оболочки для расстояния Т Dra 944 пк такие потоки соответствуют светимости звезды в максимуме $L_{\text{max}} \approx 13300 L_\odot$ и в минимуме $L_{\text{min}} \approx 6900 L_\odot$.

Эффективная температура звезды внутри пылевой оболочки оценивалась по видимости абсорбционных полос молекул C_2H_2 и HCN на длинах волн 2.5, 3 и 3.8 мкм. Согласно Арингеру и др. (2009), они видны в спектрах углеродных звезд при температурах $T_{\text{eff}} \leq 3000$ К, увеличивая глубину с уменьшением температуры. Излучение пыли уменьшает контраст этих полос (см. врезку на рис. 5), поэтому окончательное значение температуры также подбирается в ходе модельных расчетов.

Для моделирования излучения пылевой оболочки нами использовался пакет RADMC-3D (Дуллемонд и др., 2012). Вычисления проводились с учетом многократного изотропного рассеяния света на пыли. Были зафиксированы такие параметры модели, как сферически симметричная форма оболочки, закон изменения плотности вещества в оболочке $n(r) \sim 1/r^2$ и светимость звезды. Так как в ИК-спектре Т Dra присутствует эмиссионная особенность на $\lambda = 11.3$ мкм, связанная с наличием в оболочке пылинок из SiC (Трефферс, Кoen, 1974), то был зафиксирован и состав пыли в оболочке — смесь графитовых пылинок с оптическими свойствами из работы Су (2000) и пылинок из карбида кремния (Пегури, 1988), относительное содержание которых подбиралось при моделировании SED. Поиск наиболее оптимальной модели проводился перебором параметров с вычислением суммы квадратов, нормированных на величину потока отклонений модельной кривой от наблюдаемой.

Перебор в широких пределах позволил получить следующие параметры модели для максимума блеска: температура звезды $T_{\text{eff}} = 2400$ К, полная оптическая толща в полосе $V \tau_V = 3.5$ (τ по поглощению 1.9 и τ по рассеянию 1.6), внутренний радиус оболочки $R_{\text{in}} = 5\text{--}6$ а.е., внешний радиус оболочки $R_{\text{out}} \sim 50000$ а.е., пыль состоит из смеси 20–25% SiC-пылинок и 75–80% C-пылинок с размерами от 0.005 до 1.8–2.2 мкм, с распределением

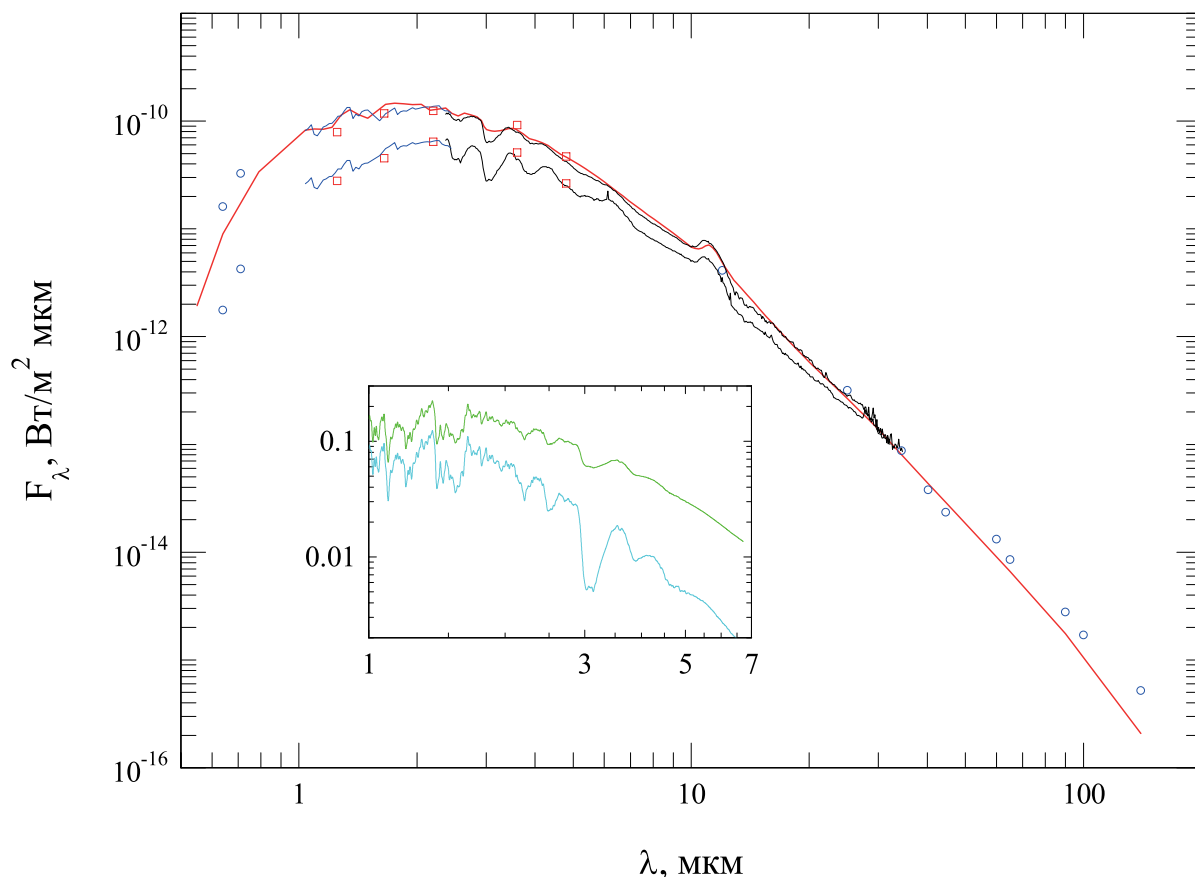


Рис. 5. Наблюдаемое SED T Dra в максимуме и минимуме блеска. Черные линии — спектры ISO, синие линии — спектры KGO, красные символы — *JHKLM* фотометрия KAC, синие символы — литературные данные и данные AAVSO, красная линия — модельный SED. На врезке голубой линией показан фрагмент синтетического спектра углеродной звезды с $T_{\text{eff}} = 2400$ K и $C/O = 1.4$ из работы Арингера и др. (2009) и модельный спектр излучения звезды с пылевой оболочкой — зеленая линия.

по размерам из Матис и др. (1977). Спектр излучения такой модели приведен на рис. 5.

Как следует из рис. 5, в спектрах T Dra, полученных ISO в максимуме и минимуме блеска, существенно отличаются глубины полос поглощения 2.5, 3 и 3.8 мкм. Расчеты показывают, что такие глубины полос с учетом вклада пыли, уменьшающего их контраст, нельзя описать с использованием синтетических спектров из работы Арингера и др. (2009), т.е. требуется дальнейшее уменьшение температуры звезды. Этого же требует резкое падение потоков излучения в минимуме в оптическом диапазоне. Поэтому моделирование SED в минимуме блеска нами не проводилось.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты инфракрасных фотометрических наблюдений углеродной звезды T Dra, выполненных в полосах *JHKLM* (спектральный диапазон 1–5 мкм) на протяжении

трех полных периодов пульсаций звезды с 2019 по 2023 гг. Кривая блеска (см. рис. 2) показывает изменчивость промежутков времени между соседними максимумами блеска (примерно на 5% относительно среднего). При этом положения минимумов блеска соответствуют эфемеридам. Амплитуда колебаний блеска показывает зависимость от длины волны $\Delta J = 1.2^m$, $\Delta H = 1.1^m$, $\Delta K = 0.9^m$, $\Delta M = \Delta L = 0.84^m$, наблюдающуюся и у других мирид, например, у углеродной мириды V CrB (Федотьева и др., 2020) и у классической мириды R Cas (Вейгельт, Юдин, 2001).

В период проведения фотометрических наблюдений были получены спектры T Dra в ближнем ИК-диапазоне (1–2.5 мкм). Это позволило выполнить абсолютную калибровку спектров. На спектрах присутствуют эмиссионные линии водорода и хорошо заметны абсорбционные полосы молекул C_2H_2 , HCN, CN, CO и C_2 . Сравнение спектров, полученных при разном блеске, показывает, что они слабо зависят от фазы и общего уровня яркости

звезды. Наиболее заметные изменения происходят с полосой $\lambda = 1.53$ мкм, которую Гонно и др. (2016) связывают с поглощением молекул C_2H_2 и HCN. В работе Джойс (1998) показано, что полоса 1.5 мкм у мирид сильно зависит от фазы пульсаций. Например, у V Суг она заметна в максимуме блеска, затем почти исчезает и появляется заново, достигая максимальной глубины на фазах после минимума ($\phi = 0.7$). У Т Дра лишь на фазах близких к минимуму наблюдается рост глубины этой полосы и зависимость ее от фазы (а не от блеска звезды, что при наличии значительных изменений среднего уровня не эквивалентно) требует проверки и дополнительных наблюдений.

Анализ спектров Т Дра подтверждает зависимость относительных глубин молекулярных полос от среднего показателя цвета $J-K$, рассмотренную Гонно и др. (2016). Эта зависимость отражает тот факт, что звезды с большими показателями цвета окружены пылевыми оболочками. Близкая к центральной звезде пыль имеет высокую температуру, внося значительный вклад в излучение в ближнем ИК-диапазоне. Это дополнительное излучение замыкает полосы, снижая их контраст в спектре. Влияние этого эффекта продемонстрировано на врезке на рис. 5. Не следуют этой зависимости у Т Дра полосы поглощения молекулы CO, наблюдающиеся в области $\lambda = 1.6$ мкм и $\lambda = 2.3$ мкм. Их контраст не отличается от характерного для углеродных звезд. Это можно объяснить, предположив, что за поглощение в полосах CO ответственны молекулы, находящиеся в пылевой оболочке выше ее высокотемпературных внутренних слоев.

Высокий контраст полос CO наблюдается нами и у другой известной углеродной звезды CW Leo, имеющей показатель цвета $(J-K) \sim 5$ и очень плотную околосветную пылевую оболочку. Она демонстрирует в своем спектре лишь абсорбционные полосы на $\lambda = 1.53$ мкм и CO полосы в области $\lambda = 2.3$ мкм. В ее спектре отсутствует даже C_2 полоса $\lambda 1.77$ мкм, замытая излучением пыли. Мы планируем подробнее исследовать ее спектры, полученные в КГО в ближнем ИК-диапазоне в отдельной работе.

На основе спектров космической обсерватории ISO с привлечением собственных и архивных данных нами были собраны SED для моментов максимума 28.10.1996 ($\phi = 0.07$) и минимума блеска 15.05.1997 ($\phi = 0.54$). Широкий спектральный диапазон (от 0.6 до 140 мкм) позволил получить надежные оценки болометрических потоков в эти моменты: 4.8×10^{-10} Вт/м² и 2.5×10^{-10} Вт/м² соответственно. При расстоянии Т Дра 944 пк они соответствуют светимости звезды $L_{\max} \approx 13\,300 L_{\odot}$ и $L_{\min} \approx 6900 L_{\odot}$ соответственно.

С помощью программы моделирования переноса излучения RADMC-3D мы построили модель

системы звезда плюс пылевая оболочка, описывающую наблюдаемое в максимуме SED (см. рис. 5). Основные параметры системы в предположении сферической симметрии оболочки и постоянной скорости потери вещества (т.е. степени -2 в законе распределения плотности вещества) такие: температура звезды $T_{\text{eff}} = 2400$ К, радиус звезды $R_* = 670 R_{\odot}$, радиус внутренней $R_{\text{in}} = 5-6$ а.е. и внешней $R_{\text{out}} \sim 50000$ а.е. границ пылевой оболочки, масса пыли в оболочке $M_{\text{dust}} \sim 7 \times 10^{-5} M_{\odot}$.

Величина R_{out} при превышении 25000 а.е. практически не влияет на форму SED на длинах волн < 50 мкм. Угловой размер такой оболочки примерно соответствует размеру поля зрения ISO. Тем не менее, мы увеличили радиус оболочки до 50000 а.е. для лучшего описания длинноволновых измерений, выполненных, например, IRAS с полем зрения более $1'$. Дальнейший рост R_{out} перестает влиять на результат. Оценка массы пыли примерно линейно зависит от величины R_{out} в указанных диапазонах. Таким образом, масса пыли в оболочке заключена в пределах $\sim 4-8 \times 10^{-5} M_{\odot}$.

Для оценки темпа потери вещества, необходимого для образования оболочки, используем оценку скорости расширения оболочки Т Дра из работы Шоер и Олофссон (2001) $V_{\text{exp}} = 13.5$ км/с и близкое к межзвездному соотношение $M_{\text{gas}}/M_{\text{dust}} = 150$ из работы Зубко и др. (2004). Полученное значение $dM/dt \sim 6 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ не будет зависеть от величины R_{out} . Однако есть указания на то, что в оболочках углеродных звезд соотношение $M_{\text{gas}}/M_{\text{dust}}$ достигает 400 (см. Кнапп, 1985, или Гроеневеген и др., 1998). Для такого соотношения $dM/dt \sim 1.5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, что близко к оценкам, полученным в работах Нери и др. (1998), Шоер и Олофссон (2001) и Гроеневеген и др. (2002).

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (научно-образовательная школа “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”). Авторы благодарят коллектив наблюдателей КГО. Авторы благодарят команду проекта Gaia за возможность использования данных проекта. Авторы благодарят базу данных AAVSO за использованные в этом исследовании результаты наблюдений, предоставленные наблюдателями со всего мира. Работа основывается на наблюдениях ISO — проекте ESA с инструментами стран-участниц (особенно Франции, Германии, Нидерландов и Великобритании) и с участием ISAS и NASA.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Российским Научным Фондом (грант 23-22-00182).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алкснис и др. (A. Alksnis, A. Balklavs, U. Dzervitis, I. Eglitis, O. Paupers, and I. Pundure), *Balt. Astron.* **10**, 1 (2001).
- Арингер и др. (B. Aringer, L. Girardi, W. Nowotny, P. Marigo, and M.T. Lederer), *Astron. Astrophys.* **503**, 913 (2009).
- Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae), *Astron. J.* **161**, 147 (2021).
- Вейгельт, Юдин (G. Weigelt and B.F. Yudin), *Astron. Rep.* **45**, 510 (2001).
- Врайт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, Th. Jarrett, J.D. Kirkpatrick, D. Padgett, et al.), *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
- Гонно и др. (A. Gonneau, A. Lançon, S.C. Trager, B. Aringer, M. Lyubenova, W. Nowotny, R.F. Peletier, P. Prugniel, et al.), *Astron. Astrophys.* **589**, A36 (2016).
- де Грааув и др. (T. de Graauw, L.N. Haser, D.A. Beintema, P.R. Roelfsema, H. van Agthoven, L. Barl, O.H. Bauer, H.E.G. Bekenkamp, et al.), *Astron. Astrophys.* **315**, L49 (1996).
- Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
- Гроеневерген и др. (M.A.T. Groenewegen, P.A. Whitelock, C.H. Smith, and F. Kerschbaum), *MNRAS* **293**, 18 (1998).
- Гроеневерген и др. (M.A.T. Groenewegen, M. Sevenster, H.W.W. Spoon, and I. Pérez), *Astron. Astrophys.* **390**, 511 (2002).
- Джойс (R.R. Joyce), *Astron. J.* **115**, 2059 (1998).
- Дуллемонд и др. (C.P. Dullemond, A. Juhasz, A. Pohl, et al.), *ascl:1202.015* (2012).
- Еган и др. (M.P. Egan, S.D. Price, K.E. Kraemer, et al.), *VizieR Online Data Catalog*, V/114 (2003).
- Желтоухов С.Г., Татарников А.М., Шатский Н.И., Письма в Астрон. журн. **46**, 201 (2020) [S.G. Zheltoukhov, A.M. Tatarnikov, and N.I. Shatsky, *Astron. Lett.* **46**, 193 (2020)].
- Зубко и др. (V. Zubko, E. Dwek, and R.G. Arendt), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **152**, 211 (2004).
- Ишихара и др. (D. Ishihara, T. Onaka, H. Katata, A. Salama, C. Alfageme, A. Cassatella, N. Cox, P. Garcia-Lario, et al.), *Astron. Astrophys.* **514**, A1 (2010).
- Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
- Кесслер и др. (M.F. Kessler, J.A. Steinz, M.E. Anderegg, et al.), *Astron. Astrophys.* **315**, L27 (1996).
- Клоппенборг (B.K. Kloppenborg), *Observations from the AAVSO International Database* (2023).
- Кнапп (G.R. Knapp), *Astrophys. J.* **293**, 273 (1985).
- Курнниф (J. Koornneef), *Astron. Astrophys.* **128**, 84 (1983).
- Матис и др. (J.S. Mathis, W. Ruml, and K.H. Nordsieck), *Astrophys. J.* **217**, 425 (1977).
- Наджип и др. (A.E. Nadjip, A.M. Tatarnikov, D.W. Toomey, N.I. Shatsky, A.M. Cherepashchuk, S.A. Lamzin, and A.A. Belinski), *Astrophys. Bull.* **72**, 349 (2017).
- Нейгебауэр и др. (G. Neugebauer, H.J. Habing, R. van Duinen, H.H. Aumann, B. Baud, C.A. Beichman, D.A. Beintema, N. Boggess, et al.), *Astrophys. J.* **278**, L1 (1984).
- Нери и др. (R. Neri, C. Kahane, R. Lucas, V. Bujarabail, and C. Loup), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **130**, 1 (1998).
- Пегури (B. Pegourie), *Astron. Astrophys.* **194**, 335 (1988).
- Перси, Багби (J.R. Percy and D.H. Bagby), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **111**, 203 (1999).
- Пиклз (A.J. Pickles), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **110**, 863 (1998).
- Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В. и др., *Астрон. журн.* **94**, 87 (2017).
- Слоан и др. (G.C. Sloan, K.E. Kraemer, S.D. Price, and R.F. Shipman), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **147**, 379 (2003).
- Су (K.-W. Suh), *MNRAS* **315**, 740 (2000).
- Танака и др. (M. Tanaka, A. Letip, Y. Nishimaki, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 939 (2007).
- Трефферс, Коен (R. Treffers and M. Cohen), *Astrophys. J.* **188**, 545 (1974).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 663 (2017) [Y.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **43**, 602 (2017)].
- Федотьева А.А., Татарников А.М., Сафонов Б.С. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 41 (2020) [A.A. Fedoteva, A.M. Tatarnikov, B.S. Safonov, et al., *Astron. Lett.* **46**, 38 (2020)].
- Хофнер, Олофссон (S. Höfner and H. Olofsson), *Astron. Astrophys. Rev.* **26**(1), 1 (2018).
- Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, et al.), *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century*, Ed. I.I. Romanyuk, I.A. Yakunin, A.F. Valeev, and D.O. Kudryavtsev, 127 (2020).
- Шенаврн В.И., Таранова О.Г., Наджип А.Э., *Астрон. журн.* **88**, 34 (2011).
- Шоер, Олофссон (F.L. Schöier and H. Olofsson), *Astron. Astrophys.* **368**, 969 (2001).

О ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ МАЗЕРА H_2O В DR21OH

© 2024 г. А. В. Лапинов^{1*}, А. М. Толмачёв², А. К. Киселёв^{1,3}, Н. И. Лапин^{1,3}, С. А. Лапинова^{4,5},
И. А. Старцева³, А. С. Логинова³

¹Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

²Пушинская радиоастрономическая обсерватория, АКЦ ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН, Пушкино, Россия

³Мининский университет, Нижний Новгород, Россия

⁴Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

⁵Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 09.11.2023 г.

После доработки 14.12.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Сообщается о вспышке мазерного излучения H_2O , обнаруженной в июле 2023 г. в области звездообразования DR21OH при мониторинге непрерывного излучения в DR21 на РТ22 ПРАО. Данные наблюдения были частью программы по исследованию характеристик антенны и поглощения атмосферы на длине волны 1.35 см. Последующее обращение к архивным данным и новые измерения показали, что обнаруженная вспышка в 2023 г. была в источнике не единственной, и DR21OH является сильно переменным в линии H_2O на 22 ГГц с довольно непредсказуемым характером. По измерениям континуума в DR21 выполнены оценки эффективной площади РТ22.

Ключевые слова: межзвездная среда — области звездообразования, межзвездные H_2O мазеры.

DOI: 10.31857/S0320010824010069, **EDN:** OQYBLU

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что первые мазеры H_2O на частоте перехода $J_{K_a, K_c} = 6_{1,6} - 5_{2,3} \nu = 22.23507985(5)$ ГГц (Куколич, 1969) были открыты в межзвездной среде в направлении известных источников мазерного радиоизлучения ОН еще в 1969 г. (Ченг и др., 1969), им по-прежнему уделяется крайне большое внимание. Частично это связано с использованием межзвездных мазеров в качестве зондов при поиске и исследовании областей звездообразования на ранних стадиях эволюции, уточнением факторов, приводящих к формированию мазерного излучения, изучением физических особенностей тех источников, где они наблюдаются. Кроме того, в последние годы интерес к мазерам H_2O , наряду с излучением в линиях SiO и метанола, возрос благодаря совершенствованию методов радиointерферометрии, особенно длиннобазовой, что привлекательно высоким угловым разрешением при исследованиях мелкомасштабной структуры струйных истечений и кеплеровских движений, возможностью интерферометрических измерений расстояний, нередко превышающих расстояние до центра Галактики (см., например, Чжан и др., 2013), а в исключительных случаях — расстояний до центральных объектов в галактиках, удаленных от нас от единиц до величин свыше ста мегапарсек. Яркие примеры, иллюстрирующие измерения

межгалактических расстояний на основе наблюдений с высоким угловым разрешением кеплеровских движений по мазерным линиям H_2O , предложенные впервые Миоши и др. (1995), можно найти, например, в работе Пеше и др. (2020), содержащей определение постоянной Хаббла на основе данного метода.

Нельзя не отметить наблюдательный интерес к мазерам H_2O также благодаря их вспышечной активности, когда на какое-то время спектральная плотность потока может сравнительно быстро увеличиться на несколько порядков, а затем снова вернуться к исходным значениям. См., например, детальные исследования вспышки супермазера H_2O в Орионе-KL при помощи интерферометров VERA и ALMA (Хирота и др., 2014), происходившей в 2012 г., а также недавних мощных вспышек мазеров H_2O в областях звездообразования G25.65+1.05 (Вольвач и др., 2019, Ашимбаева и др., 2020), IRAS16293-2422 (Колом и др., 2021; Вольвач и др., 2023а), W49N (Вольвач и др., 2023b), W51 (Ашимбаева и др., 2022; Вольвач и др., 2023с).

На сегодня в России фактически лишь два радиотелескопа выполняют регулярные измерения мазеров H_2O на частоте 22 ГГц. Это телескоп диаметром 22 м Пушинской радиоастрономической обсерватории Астрокосмического центра ФИАН им. П. Н. Лебедева (РТ22 ПРАО), вошедший в строй в 1959 г., и такого же диаметра радиотелескоп

* Электронный адрес: lapinov@ipfran.ru

Крымской астрономической обсерватории (РТ22 КрАО), введенный в эксплуатацию в 1967 г.

Цель предлагаемой работы — обсуждение вспышечной активности мазера H_2O в области звездообразования DR21OH, случайно обнаруженной нами в июле 2023 г. в ходе программы по измерениям характеристик антенны и точности коррекции антенных температур за поглощение атмосферы на длине волны 1.35 см. В нашем случае в качестве калибровочного объекта была выбрана компактная НП область под номером 21 из каталога источников (Даунс, Райнхарт, 1966) в гигантской области звездообразования Лебедь X. Частотная зависимость спектральной плотности излучения DR21 в континууме является хорошо изученной (см., например, Дент, 1972; Гуди, 1976) и на частоте 22.231 ГГц предполагалась равной 19.2 Ян. Многочисленные измерения источника на разных частотах методом апертурного синтеза показывают кометарный вид НП зоны, распадающейся внутри на несколько областей, связанных с формированием скопления звезд большой массы. См., например, изображение DR21 в линейном масштабе на 5 ГГц (Харрис, 1973), а также в логарифмическом масштабе на 5 ГГц и 22 ГГц (Цыгановский и др., 2003). Тем не менее по сравнению с шириной диаграммы РТ22 на частоте 22 ГГц (HPBW = 150") источник может считаться точечным, а незначительная коррекция интенсивности в 2.4% из-за частичного пространственного разрешения (см. рекомендуемые поправки в Дент, 1972) находится внутри неопределенности самой измеренной величины (3%).

Стоит сказать, что среди всех изученных на сегодня областей формирования звезд большой массы DR21 является одной из самых массивных с наиболее энергетически мощным истечением газа. Обсуждение процессов, связанных с рождением звезд в данном объекте и механизмов формирования одних из самых мощных биполярных истечений, когда-либо обнаруженных в Галактике, можно найти в ранних работах (Гарден и др., 1990; Гарден и др., 1991; Дэвис и Смит, 1996; Робертс и др., 1997) и многих других. Схематично наглядная модель источника, включающая зону НП в центре, струи молекулярного газа и родительское облако, представлена на рис. 9 в работе Рассел и др. (1992).

Необходимо отметить, что область формирования звезд в DR21 и связываемые с ней компактная область НП и протяженные биполярные истечения, хорошо трассируемые в излучении молекул H_2 и HCO^+ (Гарден и Карлстрём, 1992; Робертс и др., 1997; Фернандес и др., 1997), являются частью гораздо более протяженного молекулярного облака, простирающегося в направлении с юга на север примерно на 10'. По-видимому, наиболее детально крупномасштабная структура источников в данном

направлении в области Лебедь X представлена в работе Кумар и др. (1969) на рис. 1, являющемся композитным изображением с обсерватории Спитцер и матричного приемника SCUBA JCMT-15m. Так, в 3' севернее ультракомпактной НП области DR21 расположена более молодая область звездообразования DR21OH, а на в 2 раза меньшем расстоянии еще севернее — три источника, W75S-FIR1, FIR2 и FIR3, являющиеся самыми яркими в излучении на 4.5 мкм. Еще дальше в 18' северо-западнее DR21 расположено молекулярное облако W75N, представлявшее для нас интерес благодаря сильному мазерному излучению в линии H_2O на 22 ГГц (см., например, Лехт и др., 2009; Ким и др., 2013; Сурцис и др., 2023), использовавшемуся для юстировки наведения. Предположение о том, что W75N и W75S/DR21 являются взаимодействующими молекулярными комплексами, по-видимому, впервые на основе спектральных измерений молекул было предложено в работах Дикель и Вендкер (1978) и Дикель и др. (1978). Недавние детальные изображения комплекса DR21/DR21OH/W75S в линиях разных молекул по наблюдениям на 45-м радиотелескопе Нобеляма (Добаши и др., 2019) стали наглядным тому подтверждением.

Тригонометрические расстояния до W75N и DR21OH, определенные методом параллакса по измерениям мазерных линий метанола на 6.7 ГГц и H_2O на 22 ГГц, составили соответственно 1.30 ± 0.07 кпк и $1.50^{+0.08}_{-0.07}$ кпк (Рыгл и др., 2012).

МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При измерениях эффективной площади радиотелескопов одним из основных методов являются наблюдения калибровочных источников с известной спектральной плотностью в заданном диапазоне, когда в случае неполяризованного излучения точечного объекта можно записать

$$S_\nu A_{\text{eff}} = 2kT_A^*, \quad (1)$$

где S_ν — спектральная плотность мощности излучения, k — постоянная Больцмана, T_A^* — антенная температура источника в рэлей-джинсовском приближении, скорректированная за поглощение в атмосфере.

Так как величина сигнала в континууме от DR21 в шкале T_A^* на РТ22 ПРАО составляет менее 0.8 К, мы не можем использовать данный источник непосредственно для юстировки наведения с приемлемой точностью. Для этой цели каждый раз перед измерением DR21 юстировка выполнялась сканированием по азимуту и углу места по сильному мазеру H_2O в W75N, расположенному в 18' северо-западнее. При пиковом значении $T_A^* \approx 260$ К в мазерной линии H_2O в W75N в июле 2023 г. и шумовой температуре системы T_{sys} , менявшейся в ходе

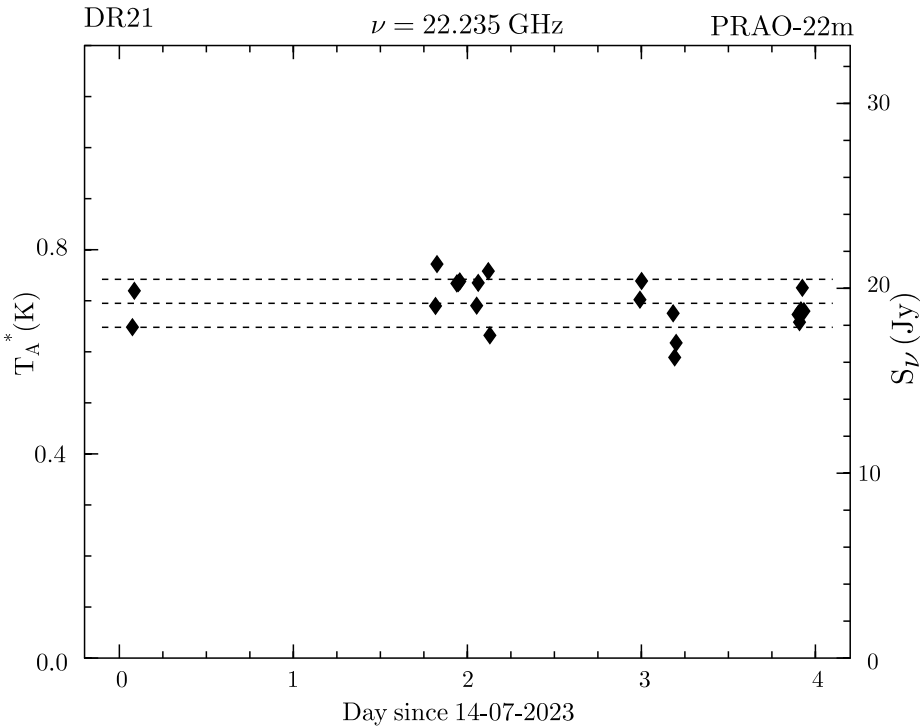


Рис. 1. Результат измерений в непрерывном спектре DR21 на частоте 22.231 ГГц. Значения T_A^* в полосе 12.5 МГц приведены за вычетом мазерной линии от DR21OH (см. пояснения в тексте). Пунктирными линиями показаны средневзвешенное значение и величины, отстоящие от среднего в обе стороны на стандартное отклонение единичного измерения. Шкала справа приведена в предположении, что спектральная мощность излучения DR21 на данной частоте равна 19.2 Ян.

измерений в зависимости от угла места в диапазоне от 200 К до 250 К, это позволяло достичь точности наведения в несколько угловых секунд за несколько минут измерений. В настоящее время на РТ22 ПРАО на частоте 22 ГГц используется приемник, охлаждаемый до 20 К и регистрация выходного сигнала происходит при помощи цифрового автокоррелятора с числом каналов 2048 и полосой анализа, дискретно перестраиваемой от 50 МГц до 3.125 МГц. Наблюдения выполняются в двухлучевом режиме с частотой диаграммной модуляции 380 Гц при разnose лучей по азимуту в $610''$. Калибровка проводится отведением в сторону от источника, когда балансировкой лучей сначала выставляется нулевой уровень, а затем в тракт одного из рупоров подается сигнал от генератора шума с известной температурой. Пересчет от измеренных температур к шкале T_A^* , исправленной за поглощение в атмосфере, происходит расчетом оптической толщины в направлении на источник на основе приземных метеоданных в соответствии с выражением, полученным А. М. Толмачёвым и приведенным в параграфе 2.3 монографии Конниковой и др. (2011). Несмотря на то, что источники DR21 и W75N на РТ22 ПРАО являются незаходящими и могут наблюдаться круглосуточно

в диапазоне углов места от 8° до 78° , все измерения DR21 проходили в ночное время, чтобы уменьшить влияние Солнца на наведение, и при минимальной облачности. Измерения охватывали период с 14 по 18 июля включительно. Результаты измерений показаны на рис. 1. Средневзвешенное значение T_A^* в континууме в DR21 получилось равным 0.695 К. Средневзвешенная ошибка единичного измерения с учетом шумов базовой линии равна 0.047 К. В соответствии с выражением (1) и значением $S_n = 19.2$ Ян, согласно распределению Стьюдента (см., например, Большев, Смирнов, 1983), для 21 измерения это дает $A_{\text{eff}} = 100 \text{ м}^2$ с 95% доверительным интервалом в 3.2 м^2 , учитывающим разброс, обусловленный неточностями наведения и коррекции поглощения в атмосфере. При этом для всех измерений, представленных на рис. 1, оптическая толщина в зените лежала в интервале от 0.10 до 0.12, а измерения проходили при исключительно ясной погоде. С учетом возможной погрешности спектральной плотности потока DR21, оцениваемой в 3% (Дент, 1972), итоговая погрешность в эффективной площади РТ22 оценивается нами в 4.4 м^2 .

Полученное значение A_{eff} находится между величиной, измеренной нами в феврале 2019 г.

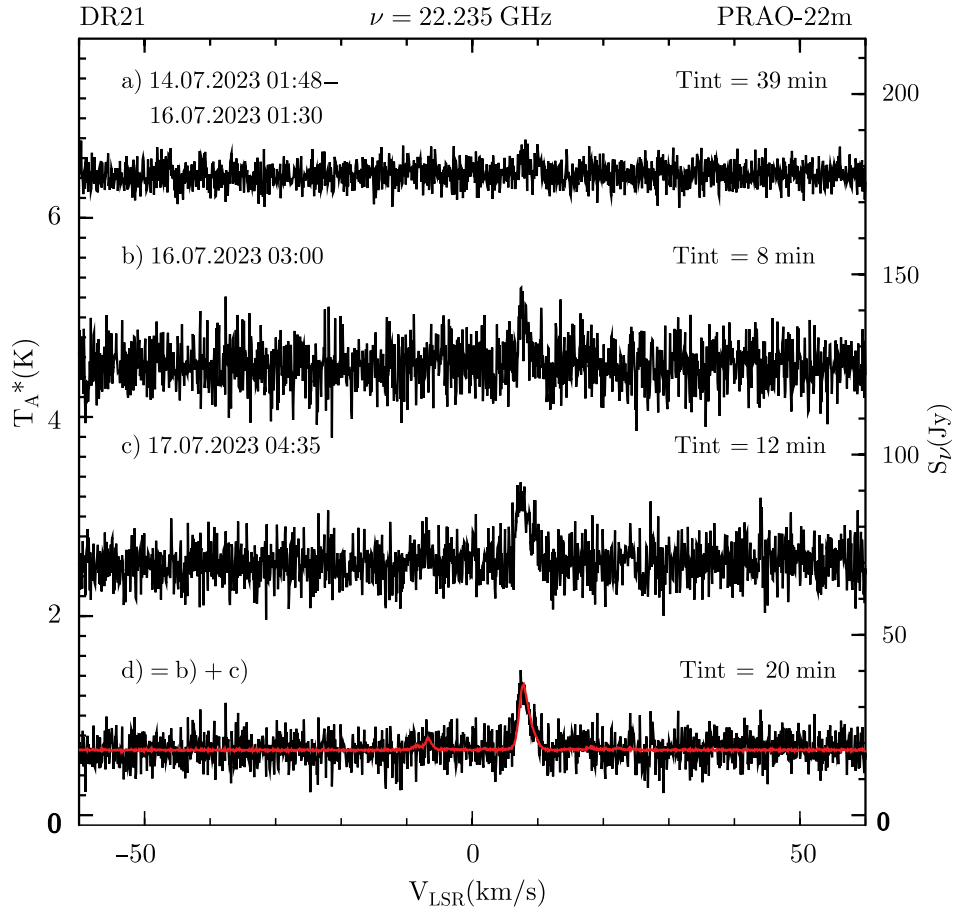


Рис. 2. Характер проявления спектральной линии H_2O в полосе коррелятора во время вспышки мазера в DR21OH при измерениях непрерывного излучения в DR21. Красным цветом на нижнем графике показан пример аппроксимации методом наименьших квадратов усредненного спектра в DR21 за 16 и 17 июля 2023 г. вписыванием мазерной линии в DR21OH, измеренной 17 июля 2023 г.

($94.2 \pm 4.7 \text{ m}^2$, Лапинов и др., 2019), и величиной в 110 m^2 , полученной из пересчета от шкалы T_A^* к S_ν в 25 Ян/К и часто используемой в публикациях ПРАО (см., например, Ашимбаева и др., 2022).

Поскольку измерения DR21 в спектральном режиме проводились нами неоднократно, начиная с 2019 г., для нас показалось необычным увидеть в июле 2023 г. на фоне континуума признаки линии (рис. 1), никогда не наблюдавшейся ранее. Хотя спектральная деталь оказалась максимально интенсивной 17 июля, анализ предыдущих записей показал, что слабые признаки ее присутствия стали появляться уже начиная с 14 июля. В частности, верхний спектр на рис. 1 показывает результат усреднения девяти ночных спектрограмм с 14 июля по начало ночи 16 июля, когда в каждой из записей линия достоверно была еще не видна. Типичное время накопления одной спектрограммы в режиме ON-ON составляло 4 мин. Все спектральные измерения, представленные в данной

работе, проводились с разрешением 6.1 кГц по частоте, или 82.3 м/с по скорости. На рис. 1b, с приведены результаты измерений, когда присутствие линии уже не вызывало сомнений. Так как координаты DR21, использованные нами при наблюдениях, $\text{R.A.}(2000) = 20^{\text{h}} 39^{\text{m}} 01^{\text{s}}.2$, $\text{Dec.}(2000) = 42^\circ 19' 45''$, отличались на $184''$ от известных координат мазера H_2O в DR21OH $\text{R.A.}(2000) = 20^{\text{h}} 39^{\text{m}} 00^{\text{s}}.9$, $\text{Dec.}(2000) = 42^\circ 22' 49''$, то 17 июля мы навелись на DR21OH, обнаружив сильную линию на той же лучевой скорости в 7.8 км/с , что и в DR21. Это подтвердило предположение, что, наблюдая DR21, мы могли краем диаграммы направленности принять сигнал от DR21OH. Действительно, в предположении гауссовой формы основного лепестка диаграммы направленности с $\text{HPBW} = 150''$ при удалении от точечного источника на $184''$ интенсивность сигнала составит 1.5% . Так как в максимуме излучения 17 июля яркость самой интенсивной линии, наблюдавшейся в DR21OH, была 40.8 К , или 1125 Ян , то при наведении на DR21 отклик в основном

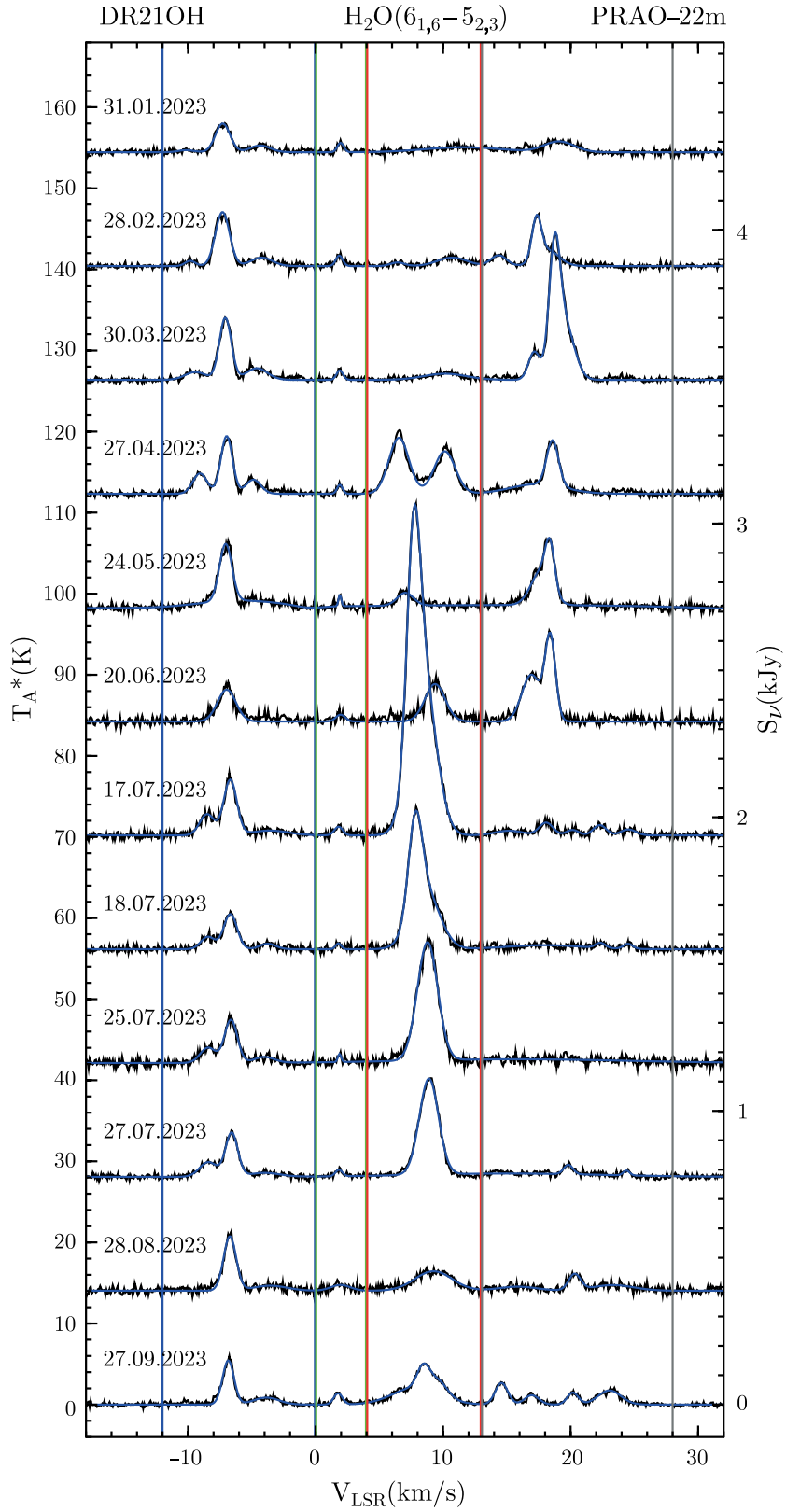


Рис. 3. Поведение лазера H_2O в DR21OH в 2023 г. Шкала справа в Ян соответствует $A_{\text{eff}} = 100 \text{ м}^2$, определенной по измерениям континуума в DR21, и соответствует чувствительности 27.6 Ян/К. Вертикальными линиями показаны интервалы лучевых скоростей $[-12, 0] \text{ км/с}$ (синим), $[0, 4] \text{ км/с}$ (зеленым), $[4, 13] \text{ км/с}$ (красным) и $[13, 28] \text{ км/с}$ (серым), внутри которых поведение лазерных компонент может рассматриваться обособленно от соседних.

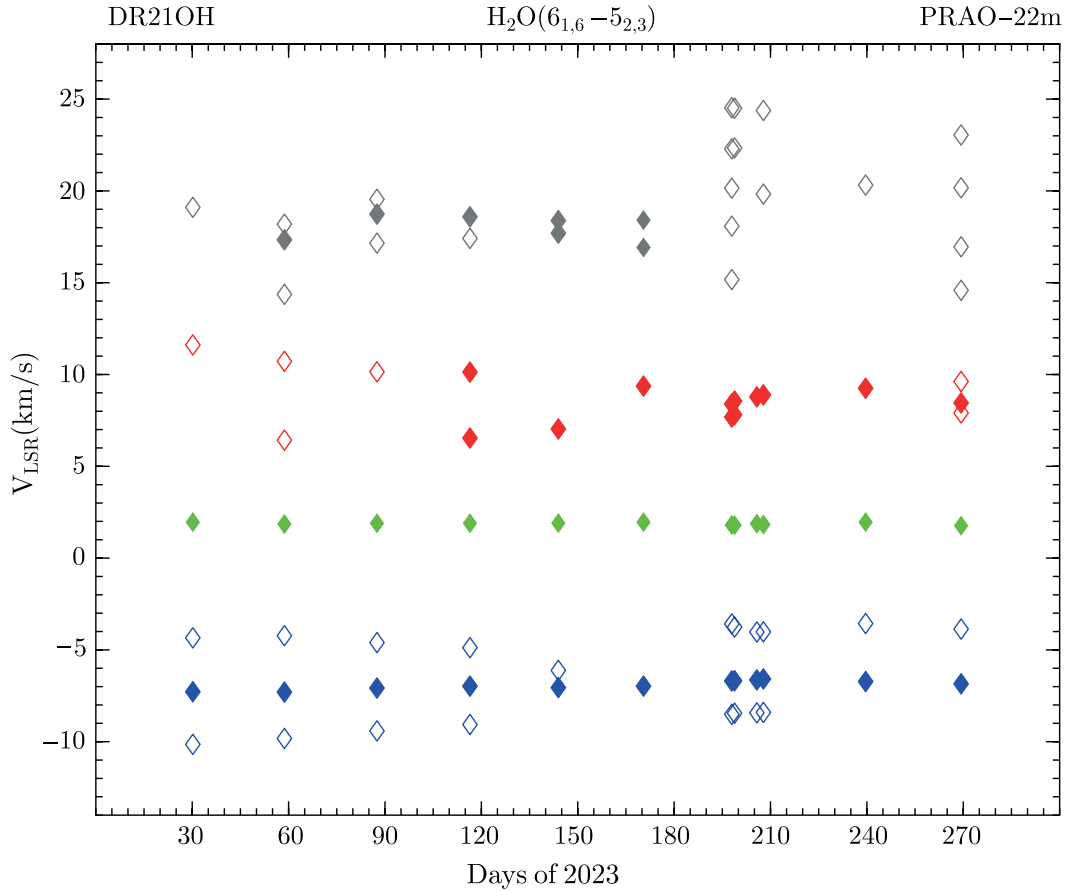


Рис. 4. Зависимость от времени лучевой скорости отдельных мазерных компонент в 2023 г. в спектральных интервалах, указанных на рис. 2. Закрашенные ромбики соответствуют самым интенсивным компонентам

лепестке составит 17 Ян. Данная оценка наряду с совпадением лучевой скорости спектральной линии при измерениях DR21 подтверждает, что линия принадлежит DR21OH.

Тем не менее нужно заметить, что мазер H_2O в DR21 в форме одиночной линии на лучевой скорости -6 км/с наблюдался 21.02.1977 на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге (см. рис. 6 и рис. 11 в работе Гензель, Даунс, 1977), но, по-видимому, никогда позже.

Нужно отметить, что для всех оценок T_A^* в DR21, приведенных на рис. 1, каждое измерение было получено аппроксимацией полученных спектрограмм экспериментально измеренным 17.07.2023 г. профилем мазерной линии в DR21OH. При этом в методе наименьших квадратов в качестве свободных параметров выбирались смещение и амплитуда линии в максимуме и вычислялись соответствующие ошибки. Пример подобной аппроксимации приведен на рис. 1d. Хотя при измерениях 16 и 17 июля максимальная амплитуда мазерной линии на записях DR21 составляла 1.6% и 2.1% от значения в DR21OH, мы не можем с уверенностью

утверждать, что в эти моменты линия была интенсивнее из-за наличия боковых лепестков (см. измеренную нами форму диаграммы PT22 в Лапинов и др., 2019) и слишком больших шумов. Отметим, что оценки T_A^* в DR21 на основе смещения базовой линий из аппроксимации профилем мазерной линии либо простым исключением из подсчета спектральных интервалов, перечисленных в подписи под рис. 2, дали практически одинаковые результаты.

ДИСКУССИЯ

Обращение к архивным данным PT22 ПРАО показало, что обнаруженная в июле вспышка была в источнике в 2023 г. не единственной. На рис. 2 мы привели все измерения DR21OH за 2023 г. с января по сентябрь включительно. Каких-либо спектральных деталей за пределами полосы от -18 км/с до 28 км/с обнаружено не было. Из рисунка видно, что еще одна вспышка в источнике с $T_A^* = 19.0$ К (525 Ян) на лучевой скорости 18.8 км/с наблюдалась 30 марта.

Все спектры, приведенные на данном рисунке, были аппроксимированы нами методом

наименьших квадратов набором гауссовых линий, чтобы найти скорости и амплитуды каждой из видимых компонент. Можно отметить, что и в случае вспышки 30.03.2023 г., и вспышки 17.07.2023 г. наиболее яркие детали не являются одиночными и создается впечатление, что с течением времени мощность из одной компоненты сначала плавно перетекает в соседнюю, а затем линии слабеют. Частично данный эффект отражен на рис. 3, где ромбы, закрашенные разным цветом, представляют самые интенсивные линии в интервалах лучевых скоростей $[-12, 0]$ км/с (синим), $[0, 4]$ км/с (зеленым), $[4, 13]$ км/с (красным) и $[13, 28]$ км/с (серым), внутри которых поведение мазерных компонент может рассматриваться обособленно от соседних. Продолжительность вспышки в июле от максимальной фазы до спадания к уровню в 30% составила 10 дней. Из рис. 2 и 3 видно, что мазерное излучение H_2O в DR21OH, особенно в интервале $[4, 28]$ км/с, обладает довольно непредсказуемым характером. Отметим, что в двух более ранних наблюдениях в Пушино с февраля 1981 г. по март 1993 г., где данный источник фигурирует как W75S (Лехт и др., 1995, 2001), мы вообще не нашли каких либо спектральных измерений за пределами полосы от -19 км/с до 8 км/с. Также мы не нашли никаких сильных деталей на скорости выше 6 км/с и в работах других авторов (Салливан., 1973; Гензель, Даунс, 1977; Чезарони и др., 1988). Три слабые мазерные линии на уровне нескольких Ян приведены в данном интервале скоростей на рис. 7 в работе Магнум и др. (1992).

Отметим, что в период с 25 по 29 ноября 2023 г., когда было выделено дополнительное время для измерений на РТ22 ПРАО, мы стали свидетелями третьей вспышки мазера H_2O в DR21OH. Как и в двух предыдущих случаях, она произошла в диапазоне положительных лучевых скоростей, в котором, насколько нам известно, высокой активности раньше не наблюдалось. Удивительной особенностью стало то, что после вспышки в июле прошло примерно 4 мес, и примерно столько же отделяет июльскую вспышку от максимума излучения, зарегистрированного 30 марта. На этот раз вспышка характеризовалась появлением трех пар линий на скоростях в 3.6, 15.3 и 23.2 км/с с максимальными яркостями около 90, 400 и 200 Ян соответственно. Также вблизи -7 км/с наблюдалась линия интенсивностью около 200 Ян, неизменно присутствовавшая на протяжении всех предыдущих месяцев. Проведенные измерения по пяти точкам, отстоящим на $60''$ по R.A. и Dec., показали однозначное совпадение всех мазерных компонент с координатами DR21OH. По результатам данных измерений сделан запрос на мониторинг источника коллаборацией M2O (<http://www.masermonitoring.com>) и измерений с высоким пространственным разрешением на VLA. Более детально результаты последних измерений,

требующие дополнительного анализа, и выводы, касающиеся физических параметров источника, будут обсуждаться в последующих публикациях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных в 2023 г. измерений на 22 ГГц области звездообразования DR21OH обнаружена вспышка мазера H_2O , спектральный поток мощности которой 17.07.2023 г. на скорости 7.8 км/с составил 1125 Ян, а спустя 10 дней уменьшился до 330 Ян. Дополнительная вспышка интенсивностью 525 Ян на $V_{\text{LSR}} = 18.8$ км/с наблюдалась 30.03.2023 г. Третья, недавняя вспышка интенсивностью около 400 Ян наблюдалась в конце ноября. В силу довольно непредсказуемого характера мазерного излучения в данном источнике, представляется актуальным дальнейший мониторинг DR21OH, включая длиннобазовые интерферометрические измерения.

По измерениям континуума в DR21 выполнены оценки эффективной площади РТ22. Найдено, что $A_{\text{eff}} = 100 \text{ м}^2$ с 95% доверительным интервалом, учитывая приведенные в литературе ошибки потока (Дент, 1972) в 4.4 м^2 .

Авторы выражают большую благодарность за помощь в проведении измерений всему техническому и обслуживающему персоналу РТ22 ПРАО.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00227, <https://rscf.ru/project/23-22-00227/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашимбаева Н.Т., Колом П., Краснов В.В., Лехт Е.Е., Пашенко М.И., Рудницкий Г.М., Толмачёв А.М., Астрон. журн. **97**, 564 (2020).
2. Ашимбаева Н.Т., Лехт Е.Е., Краснов В.В., Толмачёв А.М., Астрон. журн. **99**, 1227 (2022).
3. Большев Л.Н., Смирнов Н.В., *Таблицы математической статистики* (М.: Наука, 1983), 46 с.
4. Вольвач и др. (A.E. Volvach, L.N. Volvach, and M.G. Larionov), Astron. Astrophys. **672**, A182 (2023a).
5. Вольвач и др. (A.E. Volvach, L.N. Volvach, and M.G. Larionov), MNRAS **522**, L6 (2023b).
6. Вольвач и др. (A.E. Volvach, L.N. Volvach, and M.G. Larionov), Astrophys. J. **955**:10 (2023c).
7. Вольвач и др. (L.N. Volvach, A.E. Volvach, M.G. Larionov, G.C. MacLeod, S.P. van den Heever, P. Wolak, and M. Olech), MNRAS **482**, L90 (2019).
8. Гарден и др. (R.P. Garden, A.P.G. Russell, and M.G. Burton), Astrophys. J. **354**, 232 (1990).
9. Гарден и др. (R.P. Garden, T.R. Geballe, I. Gatley, and D. Nadeau), Astrophys. J. **366**, 474 (1991).

10. Гарден, Карлстрём (R.P. Garden and J.E. Carlstrom), *Astrophys. J.* **392**, 602 (1992).
11. Гензель, Даунс (R. Genzel and R. Downes), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **30**, 145 (1977).
12. Гуди (C. Goudis), *Astrophys. Space Sci.* **39**, L1 (1976).
13. Даунс, Райнхарт (D. Downes and R. Rinehart), *Astrophys. J.* **144**, 937 (1966).
14. Дент (W.A. Dent), *Astrophys. J.* **177**, 93 (1972).
15. Дикель, Вендкер (H.R. Dickel and H.J. Wendker), *Astron. Astrophys.* **66**, 289 (1978).
16. Дикель и др. (J.R. Dickel, H.R. Dickel, and W.J. Wilson), *Astrophys. J.* **223**, 840 (1978).
17. Добаши и др. (K. Dobashi, T. Shimoikura, S. Katarura, F. Nakamura, and Y. Shimajiri), *Publ. Astron. Soc. Japan* **71**, S12 (2019).
18. Дэвис, Смит (C.J. Davis and M.D. Smith), *Astron. Astrophys.* **310**, 961 (1996).
19. Ким и др. (J.-S. Kim, S.-W. Kim, T. Kurayama, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 86 (2013).
20. Колом и др. (P. Colom, N.T. Ashimbaeva, E.E. Lekht, M.I. Pashchenko, G.M. Rudnitskij, V.V. Krasnov, and A.M. Tolmachev), *MNRAS* **507**, 3285 (2021).
21. Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А., *Практическая радиоастрономия* (М.: МГУ, 2011), 303 с.
22. Куколич (S.G. Kukolich), *J. Chem. Phys.* **50**, 3751 (1969).
23. Кумар и др. (M.S.N. Kumar, C.J. Davis, J.M.C. Grave, B. Ferreira, and D. Froeblich), *MNRAS* **374**, 54 (2007).
24. Лапинов А.В., Толмачёв А.М., Лапин Н.И., Киселев А.К., Чалова А.В., Тр. XXIII науч. конф. по радиофизике, Н. Новгород, ННГУ, 151 (2019).
25. Лехт и др. (E.E. Lekht, J.E. Mendoza-Torres, and R.L. Sorochenko), *Astrophys. J.* **443**, 222 (1995).
26. Лехт и др. (E.E. Lekht, N.A. Silant'ev, J.E. Mendoza-Torres, M.I. Pashchenko, and V.V. Krasnov), *Astron. Astrophys.* **337**, 999 (2001).
27. Лехт Е.Е., Слыш В.И., Краснов В.В., *Астрон. журн.* **86**, 460 (2009).
28. Магнум и др. (J.G. Mangum, A. Wootten, and L.G. Mundy), *Astrophys. J.* **388**, 467 (1992).
29. Миоши и др. (M. Miyoshi, J. Moran, J. Herrnstein, L. Greenhill, N. Nakai, P. Diamond, M. Makotonoue), *Nature* **373**, 127 (1995).
30. Пеше и др. (D.W. Pesce, J.A. Braatz, M.J. Reid, A.G. Riess, et al.), *Astrophys. J.* **891**, L1 (2020).
31. Рассел и др. (A.P.G. Russell, J. Bally, R. Padman, and R.E. Hills), *Astrophys. J.* **387**, 219 (1992).
32. Робертс и др. (D.A. Roberts, H.R. Dickel, and W.M. Goss), *Astrophys. J.* **476**, 209 (1997).
33. Рыгл и др. (K.L.J. Rygl, A. Brunthaler, A. Sanna, et al.), *Astron. Astrophys.* **539**, A79 (2012).
34. Салливан (W.T. Sullivan III), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25**, 393 (1973).
35. Сурцис и др. (G. Surcis, W.H.T. Vlemmings, C. Goddi, et al.), *Astron. Astrophys.* **673**, A10 (2023).
36. Фернандес и др. (A.J.L. Fernandes, P.W.J.L. Brand, and M.G. Burton), *MNRAS* **290**, 216 (1997).
37. Харрис (S. Harris), *MNRAS* **162**, P5 (1973).
38. Хирота и др. (T. Hirota, M. Tsuboi, Y. Kurono, K. Fujisawa, M. Honma, M.K. Kim, H. Imai, and Y. Yonekura), *Publ. Astron. Soc. Japan* **66**, 106 (2014).
39. Цыгановский и др. (C.J. Cyganowski, M.J. Reid, V.L. Fish, and P.T.P. Ho), *Astrophys. J.* **596**, 344 (2003).
40. Чезарони и др., 1988 (R. Cesaroni, F. Palagi, M. Felli, et. al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **76**, 445 (1988).
41. Ченг и др. (A.C. Cheung, D.M. Rank, C.H. Townes, D.D. Thornton, and W.J. Welch), *Nature* **221**, 626 (1969).
42. Чжан и др. (B. Zhang, M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, A. Brunthaler, T.M. Dame, and Y. Xu), *Astrophys. J.* **775**, 79 (2013).

ПУТИ СИНТЕЗА МЕТИЛФОРМИАТА НА РАЗЛИЧНЫХ ЭТАПАХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

© 2024 г. О. В. Кочина¹, Д. З. Вибе^{1, 2 *}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Физический институт РАН им. П. Н. Лебедева, Самарский филиал, Самара, Россия

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.

После доработки 26.12.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Представлено исследование основных реакций, определяющих содержание метилформиата в условиях маломассивного протозвездного объекта с нормальной и повышенной скоростью ионизации космическими лучами. Оценен вклад в газофазное содержание метилформиата пылевой химии, а также влияние на него изменения физических условий, сопровождающего переход от дозвездной фазы к протозвездной.

Ключевые слова: метилформиат, звездообразование, межзвездная среда, астрохимия.

DOI: 10.31857/S0320010824010073, **EDN:** OQXPWX

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время надежно установлено, что в веществе молекулярных облаков в изобилии присутствуют сложные органические молекулы (согласно определению Хербста и Ван Дисхук (2009), в астрохимии сложными считаются молекулы, содержащие более пяти атомов). Первая такая молекула — метанол — была обнаружена Боллом и др. (1970). Сейчас полное количество известных межзвездных и околозвездных молекул превышает 250 (Макгуайр, 2022), и значительную их часть составляют сложные органические соединения.

Формирование органического компонента в молекулярных облаках и областях звездообразования происходит на фоне существенных изменений в физических условиях. Ранний этап образования звезд малых и промежуточных масс связывается с так называемыми дозвездными (или беззвездными) ядрами молекулярных облаков, имеющими массы порядка нескольких масс Солнца, температуры < 10 K и концентрации порядка $10^5 - 10^6$ см⁻³ (Бергин, Тафалла, 2007). Этот этап характеризуется вымерзанием большого количества молекул на поверхности космических пылинок с образованием ледяных мантий на них (Тафалла и др., 2002). Предполагается, что аналогичные объекты — предшественники массивных звезд — находятся в так называемых инфракрасных темных облаках, однако массивные дозвездные ядра пока исследованы в меньшей степени, чем их маломассивные аналоги (Ноуни и др., 2018; Редэлли и др., 2021; Барнес и др., 2023).

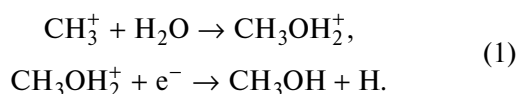
На дозвездном этапе важные химические процессы происходят в ледяных мантиях космических пылинок (Куппен и др., 2017), как на их поверхности, так и в толще, что подтверждается результатами наблюдений на космических телескопах, в частности, “Spitzer” и JWST (Бугерт и др., 2015; Макклор и др., 2023). Общий характер поверхностных реакций зависит от того, в какой форме на пыль адсорбирует углерод. В темных ядрах он попадает в ледяные мантии в виде оксида углерода, и последующие реакции, в первую очередь связанные с добавлением водорода, углерода и других атомов, приводят к синтезу органических молекул, содержащих кислород (подробнее см. ниже). При наличии незначительной ультрафиолетовой засветки молекулы CO в газовой фазе диссоциируют, и углерод попадает на пыль в атомарной форме. Реакции присоединения атомов водорода превращают его в метан и другие бескислородные органические соединения (Сакаи, Ямамото, 2013).

Хотя в условиях темных дозвездных ядер (низкая температура, отсутствие интенсивного ультрафиолетового излучения) десорбция ледяных мантий должна быть неэффективной, наблюдения ряда продуктов поверхностного химического синтеза в газовой фазе указывают, что они все-таки могут каким-то образом попадать в газ из твердой фазы. Считается, что это связано с так называемой реактивной десорбцией (Гэррод и др., 2007), когда часть энергии, выделившейся в реакции, расходуется на отрыв продукта реакции от пылинки. Обычно бывает достаточно предположить, что доля продуктов поверхностных реакций, попадающая таким образом в газовую фазу, составляет несколько процентов.

* Электронный адрес: dwiebe@inasan.ru

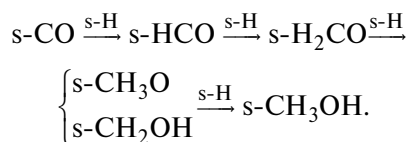
Тепловая же десорбция усиливается, когда в центре ядра образуется протозвезда (или несколько протозвезд), которая начинает прогревать окружающее вещество. Образующийся при этом объект называется горячим ядром (Куртц и др., 2000; Гэррод, Видикус Вивер, 2013). Первоначально горячие ядра (hot cores) считались атрибутом формирования массивных звезд, но позже оказалось, что они возникают и вокруг протозвезд малой массы (Чечарелли и др., 2000; Казо и др., 2003). В последнем случае их часто называют горячими ядрышками (hot corinos). Для горячих ядер и ядрышек характерны концентрация порядка 10^7 см^{-3} и выше и температура порядка 100 К (Ван Дисхук, Блейк, 1998).

Изначально предполагалось, что за формирование всего разнообразия космических органических молекул в областях звездообразования отвечают реакции в газовой фазе (Смит, 1992), в которых важную роль играет ион CH_3^+ . В частности, метанол в рамках этой схемы формируется в два этапа:



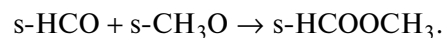
Однако в середине 2000-х годов выяснилось, что, по крайней мере, в отношении метанола приведенная газозная схема не работает. Первая реакция в (1) является медленной реакцией радиативной ассоциации, а вторая — реакция диссоциативной рекомбинации — заканчивается формированием метанола только в 3% случаев. В остальных случаях диссоциация идет по другим каналам (Гепперт и др., 2006). Очевидно, что для метанола и для других сложных органических молекул (СОМ) необходимо искать другие пути синтеза.

Сейчас предполагается, что в синтезе СОМ важную роль играют упомянутые выше реакции в твердой фазе — на поверхностях и в ледяных мантиях космических пылинок (Хасегава и др., 1992), а также реакции в газовой фазе между реагентами, синтезированными на космических пылинках (Васюнин, Хербст, 2013). В частности, в производстве метанола ключевую роль играют реакции последовательной гидрогенизации адсорбированной молекулы СО (Тиленс, Хаген, 1982; Ватанабе, Кучи, 2002):



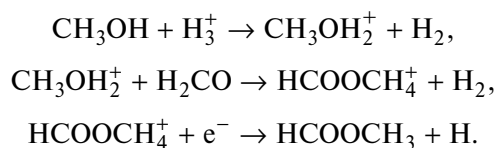
Это не единственная возможная цепочка. Например, последовательное присоединение радикалом s-HCO атомов кислорода и водорода приводит к формированию муравьиной кислоты s-HCOOH, последовательное присоединение этим

же радикалом атома углерода и пяти атомов водорода приводит к синтезу этанола и т.п. (Хербст, Ван Дисхук, 2009). Одним из продуктов органического синтеза в адсорбированных мантиях космических пылинок может быть метилформиат — НСООСН_3 — представитель изомеров, имеющих общую формулу $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}_2$. В частности, он может образовываться в реакции (Гэррод, Хербст, 2006)



Эта реакция требует температуры пыли более 20 К, поскольку при более низких температурах (в дозвездных ядрах) реагенты не обладают подвижностью, достаточной для ее эффективного протекания. Однако она может быть важной на более поздней эволюционной стадии, когда газ и пылинки начинают нагреваться формирующейся протозвездой.

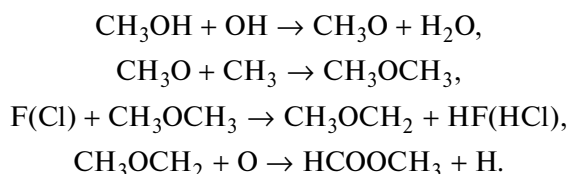
Космическая молекула метилформиата была впервые обнаружена в 1975 г. (Браун и др., 1975; Черчевелл, Винневиссер, 1975) и с тех пор регулярно детектируется как в протозвездных объектах, так и в дозвездных ядрах. В литературе рассматриваются различные варианты ее синтеза, включающие в себя как реакции на поверхностях пылинок или в ледяных мантиях, так и газозные реакции. Первоначально появление метилформиата связывалось с эволюцией “горячих ядер”. В рамках этого сценария прогрев пылинок формирующейся звездой приводит к переходу метанола из ледяных мантий в газовую фазу с последующей реализацией цепочки реакций (см., например, Чарнли и др., 1992):



Однако обнаружение метилформиата и ряда других СОМ в холодных дозвездных ядрах (см., например, Бакманн и др., 2012) показало, что его формирование возможно и при низких температурах, ~10 К. Это означает, что существуют каналы синтеза СОМ на существенно более ранних этапах звездообразования, предшествующих этапу “горячих ядер”.

Возможный механизм был предложен в работе Балукани и др. (2015), авторы которой связали производство метилформиата с нейтраль-нейтральными реакциями. Обычно эти реакции считаются менее эффективными при низких температурах, чем ион-нейтральные реакции, однако экспериментальные данные показывают, что вероятность реакции повышается, если в ней участвуют относительно тяжелые радикалы. Балукани и др. (2015) высказали предположение, что образование

метилформиата тесно связано с образованием диметилового эфира и происходит в следующей цепочке реакций (входящая в нее реакция образования диметилового эфира была предложена Васюниным и Хербстом (2013)):



Перечисленные реакции обладают относительно большими константами скоростей ($2\text{--}3 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$) даже при температуре порядка 10 К, однако и эта цепочка начинается с метанола, который должен синтезироваться в ледяных мантиях пылинок, а затем попадать в газовую фазу в результате действия какого-то нетеплового механизма десорбции. Следует отметить, что метанол может также образовываться в газовой фазе, в частности, в реакциях радикалов CH_3O и CH_2OH с водой, метаном и другими соединениями, но эти реакции характеризуются небольшими константами скоростей и (или) значительными активационными барьерами (Вакелам и др., 2015).

В целом, можно отметить, что образование метилформиата до сих пор представляет собой открытую проблему. Данная работа нацелена на исследование основных путей синтеза метилформиата в условиях маломассивного дозвездного ядра, маломассивного протозвездного ядра и молекулярного облака вблизи центра Галактики и выявление промежуточных компонентов химических цепочек, ведущих к его формированию.

МОДЕЛЬ

В работе использована PRESTA — одномерная модель для расчета химической эволюции сферически-симметричного облака, облучаемого как диффузным внешним ультрафиолетовым (УФ) излучением, так и центральным источником (протозвездой) с заданными параметрами (Кочина и др., 2013). Модельный объект разделен на концентрические слоевые ячейки, для каждой из которых индивидуально задаются температура и плотность. Интенсивность УФ-излучения вычисляется из значения интенсивности на границах и лучевой концентрации от данной ячейки до внешней или внутренней границы расчетной области. Ячейки не взаимодействуют и не обмениваются веществом друг с другом. Физические условия в ячейках задаются вручную, исходя из имеющихся наблюдательных данных, или рассчитываются с помощью модели переноса излучения NATALY (Павлюченков и др., 2012) для протозвездного объекта с заданными параметрами. В модели PRESTA есть также

возможность учитывать эволюцию объекта, последовательно рассматривая стадии с различными значениями параметров каждой ячейки в заданные моменты времени.

Модель включает реакции с космическими лучами, двухчастичные реакции, фотореакции (в том числе с фотонами, индуцированными космическими лучами), реакции диссоциативной рекомбинации с электронами и заряженными и нейтральными пылинками, адсорбцию, десорбцию и химические реакции на поверхностях пылевых частиц. Следуя Гэрроду и др. (2007), мы предполагаем, что доля продуктов каждой поверхностной реакции не остается в мантии, а немедленно попадает в газовую фазу, т.е. учитываем реактивную десорбцию. В настоящей работе мы принимаем эту долю продуктов равной 5%. Также в расчете химической эволюции мы ограничиваемся двухфазным приближением, учитывая только процессы, происходящие на поверхностях пылинок, и пренебрегая наличием толщ мантии. Это значит, что все образовавшиеся либо адсорбированные на протяжении времени работы модели молекулы остаются участниками процессов поверхностной химии. Оценка изменений, вносимых с учетом замороженности доли пылевых молекул в толщу мантии на содержание метилформиата и других СОМ, будет рассмотрена в отдельном исследовании. Химические уравнения интегрируются индивидуально в каждой ячейке до заданного возраста. PRESTA способна работать с разными наборами начального химического состава и разными сетками химических реакций, в том числе включающей дейтерированные соединения. Анализатор скоростей химических реакций позволяет определить основные пути образования и разрушения для заданных химических компонентов, оценивая таким образом влияние тех или иных процессов на химическую эволюцию объекта. В данном исследовании использована сетка химических реакций ALCHEMIC, введенная Семеновым и Вибе (2011), с модификациями, описанными Вибе и др. (2019). Сетка содержит, в частности, все газофазные реакции синтеза метилформиата и диметилового эфира, введенные Балукани и др. (2015), а также поверхностные реакции синтеза этих молекул.

Начальные содержания химических элементов относительно числа ядер водорода перечислены в табл. 1 и основаны на работе Ли и др. (1996). Элементный состав соответствует составу, использовавшемуся при успешном воспроизведении наблюдательных содержаний сложных молекул в областях образования как звезд малой массы (ТМС-1), так и массивных звезд (DR21(OH)) (Кочина и др., 2013). Газофазное содержание металлов в выбранной нами модели невысоко, так как мы считаем, что основная часть их атомов связана

Таблица 1. Начальные содержания химических элементов относительно числа ядер водорода, использованные при моделировании

Компонент	Содержание
H	1(–5)
H ₂	0.499995
He	0.09
C	7.3(–5)
N	2.14(–5)
O	1.76(–4)
Na	2(–9)
Mg	7(–9)
Si	8(–9)
P	2(–10)
S	8(–8)
Cl	1(–9)
Fe	3(–9)

Примечание. Запись a(b) означает $a \times 10^b$.

в пылинках и в химической эволюции не участвует. Таким образом, элементный состав является низкометаллическим (Гредель и др., 1982). Результатами работы PRESTA являются как радиальные распределения компонентов в заданные моменты времени, так и их лучевые концентрации в направлении на центр объекта.

Модельные физические условия

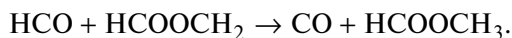
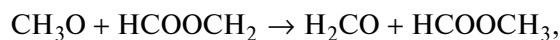
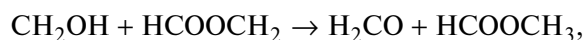
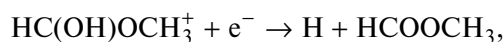
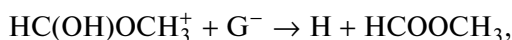
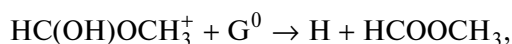
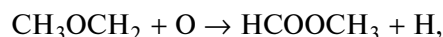
Мы моделировали химическую эволюцию молекулярного объекта, который на протяжении 3×10^5 лет имеет характеристики, типичные для дозвездного ядра. Затем в его центре появляется протозвезда с эффективной температурой 5000 K и радиусом $10R_{\odot}$. Этот этап соответствует так называемому “горячему ядрышку” (hot corino, маломассивный аналог “горячего ядра”). Распределения плотности и температуры как холодного ядра, так и протозвездного объекта рассчитаны программой NATALY и представлены на рис. 1. Следует заметить, что распределение плотности одинаково для обеих фаз и считается постоянным. Температурные структуры также являются неизменными, каждая для своей фазы. Температуры газа и пыли считаются равными. Межзвездное поле излучения моделируется как дилутированное чернотельное излучение с температурой 20000 K и фактором дилуции 1×10^{-16} , что соответствует полю излучения в окрестностях Солнца. Скорость ионизации космическими лучами в модели маломассивного протозвездного объекта принята равной 1.3×10^{-17} . В модели объекта, близкого к центральной части

Галактики, для скорости ионизации приняты большие значения — $\zeta = 1.3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ на стадии темного дозвездного ядра и $1.3 \times 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ на стадии с прогревом. Увеличенные значения ζ (порядка 10^{-15} с^{-1} с кратковременными повышениями до 10^{-13} с^{-1}) неоднократно предлагались для объяснения молекулярного состава этой области (Индриоло и др., 2015; Бонфан и др., 2019; Ванг и др., 2021; Санта-Мария, Гойкоечея, 2022).

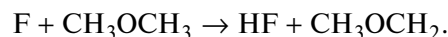
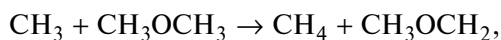
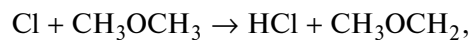
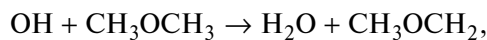
Синтез метилформиата в типичном протозвездном объекте

Результаты расчетов эволюции лучевых концентраций метилформиата, диметилового эфира и гликольальдегида до возраста 10^6 лет представлены на рис. 2. На рис. 3 представлены их радиальные распределения для моментов времени, выбранных так, чтобы кривые отражали главные тенденции, характерные для своей стадии: стадии дозвездного ядра (150 тыс. лет), начальной стадии фазы горячего ядрышка (500 тыс. лет) и поздней (850 тыс. лет). Анализатор скоростей реакций позволил выявить основные реакции образования и разрушения метилформиата.

Основные реакции образования метилформиата на первом шаге эволюции в холодном плотном облаке таковы:



Доминирующей является реакция CH_3OCH_2 с кислородом: ее скорость на несколько порядков превышает скорости реакций, занимающих второе и последующие места. Молекула CH_3OCH_2 имеет преимущественно газофазное происхождение, образуясь в результате реакций галогенов (F, Cl и более простых соединений OH, CH_3) с молекулой CH_3OCH_3 , например,



Темп испарения CH_3OCH_2 с пыли невелик, даже с учетом реактивной десорбции. Эта молекула

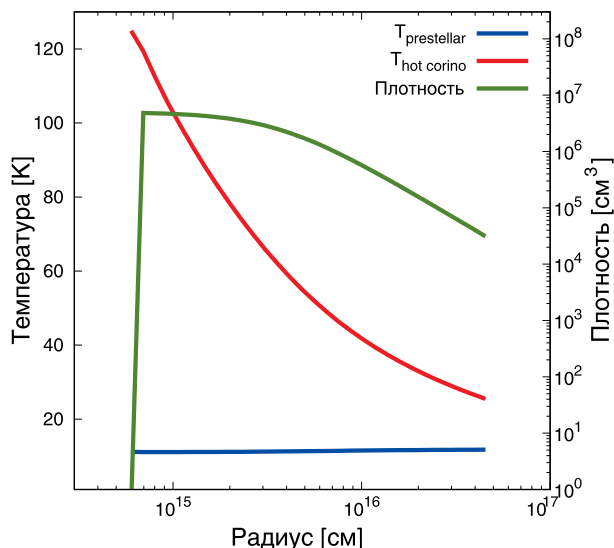


Рис. 1. Распределения плотности и температуры на стадиях дозвездного ядра и протозвездного объекта.

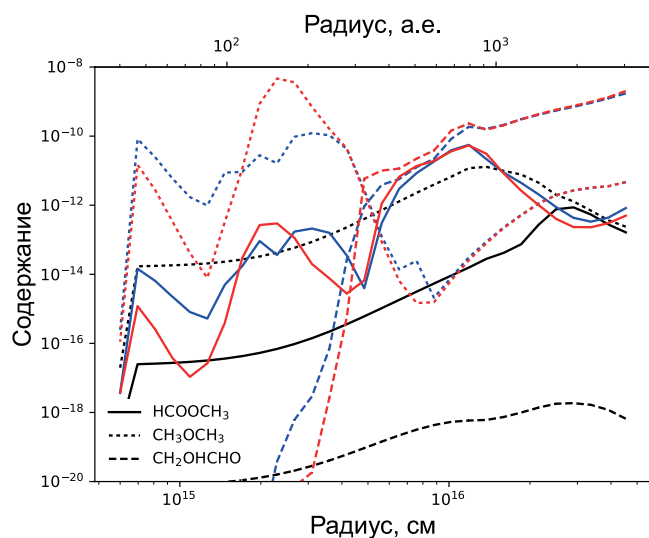
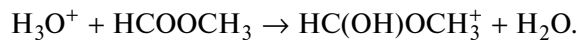
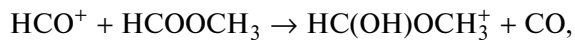
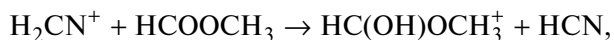
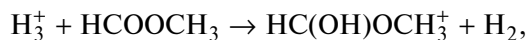


Рис. 2. Эволюция лучевых концентраций метилформиата, диметилового эфира и гликольальдегида в модели маломассивного дозвездного ядра. Красная вертикальная линия отмечает начало фазы протозвезды.

более эффективно осаждается на пыль, т.е. постепенно вымерзает.

За реакцией с кислородом по эффективности образования метилформиата следуют реакции диссоциативной рекомбинации иона $\text{HC}(\text{OH})\text{OCH}_3^+$ со свободными электронами или нейтральными и отрицательно заряженными пылинками. Однако этот же ион является продуктом процессов разрушения метилформиата, например:



Так что эти реакции являются частью цикла взаимных превращений, и содержания их реагентов в холодной оболочке дозвездного ядра находятся в некотором балансе. Итоговое влияние этих реакций на содержание метилформиата невелико.

Реакции с HCOOCH_2 малоэффективны по сравнению с основным каналом, однако также вносят свой вклад в пополнение содержания метилформиата. Радикал HCOOCH_2 образуется только на пыли. Газофазная реакция его образования путем взаимодействия прекурсора $\text{HCOOCH}_2\text{CH}_3$ с ионом гелия слишком неэффективна, чтобы принимать ее во внимание. В газе HCOOCH_2 только разрушается, потому содержание этого радикала и, как следствие, эффективность реакций с ним зависят от скорости испарения ледяных мантий, потому на первом (“темном”) шаге эволюции вклад реакций с HCOOCH_2 в синтез метилформиата пренебрежимо мал.

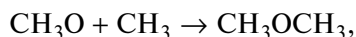
Разрушается метилформиат также преимущественно в газе. Основные реакции его разрушения — это реакции с ионами H_3^+ , C^+ , He^+ , H^+ , H_3O^+ , а в некоторые моменты времени также реакции с ионами HCO^+ , H_2CN^+ . Ряд реакций разрушения приводит к образованию иона $\text{HC}(\text{OH})\text{OCH}_3^+$, который вносит незначительный вклад в образование метилформиата (см. выше). В числе реакций, приводящих к убыли содержания метилформиата, присутствует и адсорбция на пылинки, тогда как обратный процесс десорбции с пылинок на стадии холодного дозвездного ядра малоэффективен из-за низкой температуры пыли.

Переход к фазе “горячего ядрышка” с точки зрения различий, вносимых в физические условия, характеризуется прежде всего изменением температуры газа, а следовательно, и пыли, так как в нашей модели мы принимаем их температуры равными. Нагрев отдельных пылинок ожидаемо приводит к усилению испарения ледяных мантий и выбросу в газовую фазу компонентов, которые либо образовались на поверхности, либо вымерзли, накапливаясь на пылинках. Так в числе основных реакций формирования метилформиата появляется реакция его испарения с пыли. Появляется она не везде, а только в регионах, достаточно прогретых излучением молодой протозвезды, температура в которых достигает 100 и более К. Реакция десорбции доминирует только на самых близких радиусах, опережая основную газофазную реакцию $\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{O}$ на два-три порядка. Однако

по мере отдаления от источника прогрева разрыв быстро сокращается: когда температура падает ниже 100 К, эффективность реакции десорбции постепенно уменьшается, и основная газофазная реакция возвращается на первое место. Десорбция с пыли становится еще менее значимой по мере приближения к холодным регионам оболочки, переходя на третье и четвертое место с отставанием на порядки и вовсе исчезая из списка самых эффективных реакций, когда температура среды падает до 60 К и ниже. В более холодных регионах, не затронутых прогревом, где температура опускается ниже 60 К, химическая эволюция аналогична характерной для фазы темного дозвездного ядра, описанной выше.

Неожиданный эффект доминирования газофазной реакции $\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{O}$ над реакцией испарения с пыли в качестве основного механизма образования метилформиата даже в условиях, способствующих активному испарению мантий, объясняется тем, что эта реакция также опосредованно зависит от тепловой десорбции.

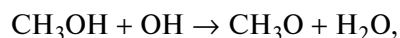
Основной путь образования молекулы CH_3OCH_2 — реакция взаимодействия молекулы CH_3OCH_3 с простыми молекулами или атомами (такими как Cl, F, OH, CH_3), приводящая к ее разрушению. Молекула CH_3OCH_3 в темном дозвездном ядре имеет в основном газофазное происхождение:



однако при переходе к фазе горячего ядрышка начинается ее активное испарение из мантий. Скорость испарения из мантий (число реакций в единицу времени) превосходит основную газофазную реакцию на порядки: разница достигает 15 порядков в горячих (более 100 К) и плотных (более 10^6 см^{-3}) областях (ближайших к протозвезде), медленно спадая по мере понижения температуры. Только на внешней границе оболочки, в областях холодных и разреженных (температура ниже 35 К, плотность ниже $2.5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$) газофазная реакция достигает равенства с десорбцией и начинает доминировать. Учитывая пылевое происхождение основного прекурсора CH_3OCH_2 , можно понять и необычное доминирование газофазной реакции образования метилформиата над его непосредственным испарением. Подобное относится и к другой группе доминирующих газофазных реакций: с молекулой HCOOCH_2 , непосредственно имеющей пылевое происхождение и превосходящей в холодных регионах по эффективности реакцию испарения метилформиата с пыли.

Если обратиться к более далеким прекурсорам метилформиата, то следует обратить внимание на уже упомянутый метокси-радикал CH_3O . Его происхождение, согласно нашей модели, также

в основном газофазное. Однако основной канал образования CH_3O — реакция гидроксила с метанолом:



который оказывается в газовой фазе в основном благодаря испарению с поверхности пылинок. Это также делает синтез метилформиата зависимым от пылевой химии. Второе по значимости место в синтезе метокси-радикала делят газофазные реакции диссоциативной рекомбинации ионов CH_3OH_2^+ и $\text{CH}_3\text{OCH}_3^+$ с пылинками и электронами, а также реакция молекулы CH_3OCH_2 с атомом водорода, приводящая к образованию метокси-радикала CH_3O и метила CH_3 . Реакции испарения с пылинок для этого радикала оказываются значимыми только в регионах с температурой 90 К и выше.

Синтез метилформиата в объектах, подобных Sgr B2

Одной из ключевых локаций для поиска COM является молекулярное облако Sgr B2 (“Large Molecular Heimat”) в окрестности центра Галактики. Как уже отмечалось выше, для симуляции условий в этом объекте мы повторили расчеты со скоростью ионизации космическими лучами $\zeta 1.3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ на стадии темного дозвездного ядра и $1.3 \times 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ на фазе “горячего ядрышка”. Результаты расчетов эволюции метилформиата до возраста 10^6 лет в регионе, близком к центру Галактики, представлены на рис. 4 (лучевые концентрации) и рис. 5. Для демонстрации различий, привносимых изменением скорости ионизации космическими лучами, радиальные распределения на рис. 5 приведены в те же моменты времени, что и на рис. 3.

Усиление скорости ионизации космическими лучами на стадии холодного дозвездного облака привело к увеличению концентрации метилформиата, однако с появлением протозвезды она уменьшается по сравнению с условиями на солнечном радиусе. Так, на стадии “горячего ядрышка” испарение мантий практически не присутствует в числе основных путей образования метилформиата. Оно становится доминирующим только на ближайшем расстоянии от протозвезды, однако по мере удаления от центра объекта уходит на второе-третье место, уступая более эффективным реакциям с ионом HC(OH)OCH_3^+ .

Основные реакции разрушения метилформиата — также с ионами. Ближе к средним регионам облака главенство возвращается к газофазной реакции $\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{O}$, которая лидирует в эффективности с разницей в несколько порядков. В реакциях разрушения в качестве основной причины

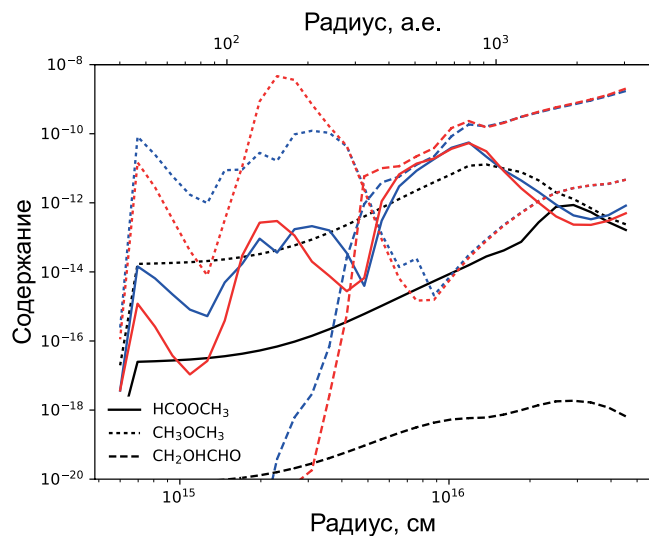


Рис. 3. Радиальные профили содержания метилформата, диметилового эфира и гликольальдегида в модели маломассивного дозвездного ядра на моменты времени 150 тыс. лет (черные линии), 500 тыс. лет (синие линии) и 850 тыс. лет (красные линии).

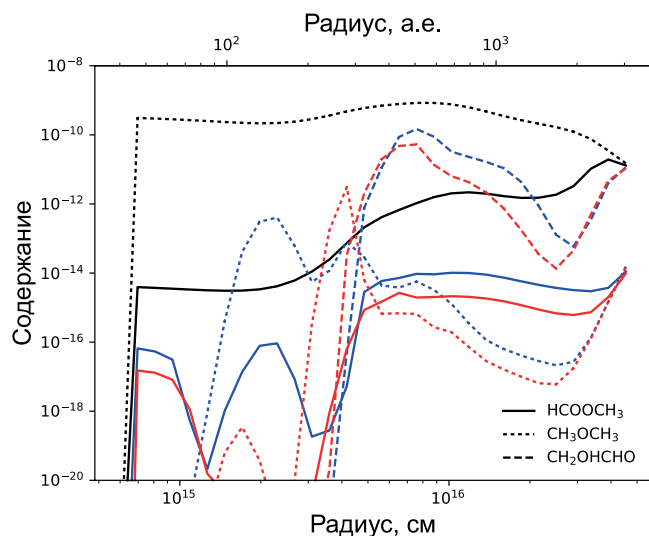


Рис. 5. Радиальные профили содержания метилформата, диметилового эфира и гликольальдегида в модели с повышенной скоростью ионизации космическими лучами на моменты времени 150 тыс. лет (черные линии), 500 тыс. лет (синие линии) и 850 тыс. лет (красные линии).

убыли метилформата из газа появляется осаждение на пыль. Но такая картина, в целом совпадающая с механизмами эволюции в окрестностях Солнца, наблюдается только в темных регионах объекта. По мере приближения к его внешнему краю возвращаются на первое место реакции

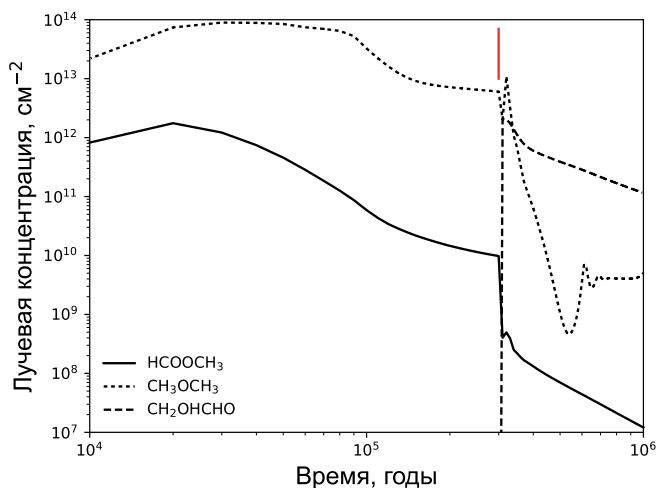


Рис. 4. Эволюция лучевых концентраций метилформата, диметилового эфира и гликольальдегида в модели с повышенной скоростью ионизации космическими лучами. Красная вертикальная линия отмечает начало фазы протозвезды.

с ионами: газофазная реакция $\text{CH}_3\text{OCH}_2 + \text{O}$ уходит на третье место, уступая им в эффективности на пять порядков. Основные реакции разрушения — также преимущественно реакции с простыми ионами (H_3^+ , He^+ , H^+ , H_3O^+ , $(\text{HCO})^+$).

Усиление реакций с ионами в области с более эффективными процессами ионизации очевидно, однако сокращение вклада испарения пыли может иметь разные причины. Одна из наиболее вероятных — отсутствие осаждения на пыль в числе наиболее эффективных. Вероятно, ионы разрушали метилформат так, что молекул, доступных для вымерзания, уже не оставалось. С другой стороны, формирование метилформата как непосредственно, так и опосредованно также в значительной степени обеспечивалось ионами, что может объяснить увеличение его содержания в газовой фазе на момент вспышки горячего ядрышка по сравнению с условиями в окрестностях Солнца. Однако отсутствие притока молекул с пыли в конечном итоге привело к заметному падению ее газофазного содержания (на несколько порядков) в регионе, близком к центру Галактики, по сравнению с солнечной окрестностью: тенденция роста содержания метилформата в газе сменилась тенденцией к спаду.

ОБСУЖДЕНИЕ

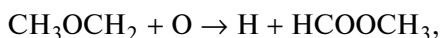
Впервые метилформат был обнаружен в объекте Sgr B2 (Браун и др., 1975) с оцененной лучевой концентрацией $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Позже он неоднократно наблюдался в объектах различной массы

и эволюционного статуса. Зу и др. (2019) нашли для лучевых концентраций изомеров $C_2H_4O_2$ в этом же объекте гораздо более высокие значения, порядка $10^{15}–10^{16} \text{ см}^{-2}$, однако они, во-первых, исследовали отдельные плотные ядра с центральной плотностью до 10^9 см^{-3} , а во-вторых, отметили высокую степень неоднородности и несовпадения в распределениях исследованных изомеров $C_2H_4O_2$ – метилформиата, гликольальдегида и уксусной кислоты. Подобные и даже бóльшие значения лучевой концентрации метилформиата были найдены в областях образования массивных звезд в работах Колетта и др. (2020) и Чен и др. (2023). О высоких содержаниях изомеров $C_2H_4O_2$ с преобладанием метилформиата (относительное содержание $\sim 2 \times 10^{-7}$) в области образования массивных звезд G31.41+0.31 сообщалось в работе Мининни и др. (2020).

Содержание метилформиата и родственных молекул в областях образования маломассивных звезд не столь значительно. Первоначально удавалось измерить только верхние пределы (Рекуена-Торрес и др., 2007). Впервые об уверенном обнаружении метилформиата в холодном беззвездном ядре сообщили Бакманн и др. (2012). Оцененные ими лучевые концентрации составили $\sim 10^{12}–10^{13} \text{ см}^{-2}$. В ТМС-1 лучевые концентрации метилформиата порядка 10^{12} см^{-2} были обнаружены в работах Сома и др. (2018) и Агундеса и др. (2021).

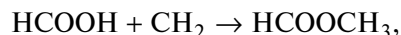
Эти небольшие значения тем не менее привели к пересмотру основных механизмов синтеза СОМ в дозвездных и протозвездных объектах. Если большое газопазное содержание метилформиата в “горячих ядрах” и “горячих ядрышках” можно объяснить его синтезом в ледяных мантиях пылинок и их последующим испарением (Гэррод, Хербст, 2006), то в холодных объектах мы вынуждены либо предполагать нереалистично высокие значения реактивной десорбции (порядка 10%), либо искать газопазные механизмы синтеза метилформиата и других родственных молекул. Возможные газопазные реакции были предложены Васюниным и Хербстом (2013) и Балукани и др. (2015).

Недавно механизмы образования метилформиата и диметилового эфира в условиях, характерных для межзвездной среды, были подробно рассмотрены Комацу и Фуруя (2023). В качестве основного механизма они выделили реакцию



основным поставщиком CH_3OSCH_2 для которой является разрушение молекулы CH_3OSCH_3 при взаимодействии с галогенами (F, Cl). В использованной нами сетке реакций это предположение подтверждается. Однако также они указали, что нетепловая десорбция $HCOOSCH_3$ с пыли может превосходить газопазное происхождение, что в нашем исследовании не подтвердилось.

Еще один вероятный путь образования метилформиата предложен Комацу и Фуруя (2023) с оговоркой, что эта реакция скорее будет протекать в горячих ядрышках (и ядрах), чем в дозвездных ядрах:

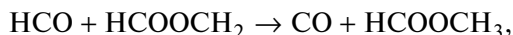
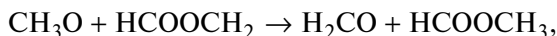
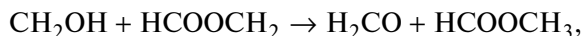


однако в наших расчетах эта реакция не проявила себя в качестве одной из основных. Вместо нее в число основных реакций для “горячего ядрышка” попали реакции с $HCOOSCH_2$, о которых Комацу и Фуруя (2023) не упоминали, как и о реакциях с ионом $HC(OH)OSCH_3^+$.

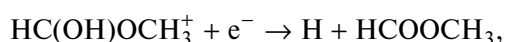
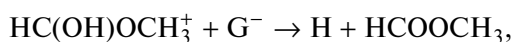
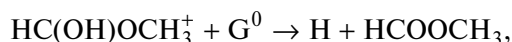
Несмотря на то, что наша сетка включает в себя как газопазные реакции синтеза метилформиата, в частности, предложенные Васюниным и Хербстом (2013), так и реакции на поверхности пылевых частиц, модельные лучевые концентрации этой молекулы, N_{MF} , оказываются несколько меньше наблюдаемых (напомним, что мы рассматриваем только маломассивные объекты). Из рис. 2 следует, что расчетные значения N_{MF} не превышают 10^{11} см^{-2} . Они могут быть увеличены за счет принятия несколько более высокого значения для скорости ионизации космическими лучами (рис. 3). Тем не менее, очевидно, что, по крайней мере, в нашей модели какие-то важные реакции синтеза метилформиата до сих пор отсутствуют. Они могут, например, быть связаны с реакциями в ледяных мантиях пылинок, вызванными проникновением частиц высоких энергий. Их включение в модель будет одним из следующих этапов ее развития.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены основные реакции, определяющие пути формирования и разрушения метилформиата в условиях маломассивного протозвездного объекта и в условиях с повышенной скоростью ионизации космическими лучами. Подтверждено, что несмотря на прямое газопазное происхождение метилформиата, в значительной степени его содержание определяется компонентами, имеющими пылевое происхождение, такими как CH_3OSCH_3 и $HCOOSCH_2$, вклад которых становится заметным в условиях перехода от дозвездной фазы к протозвездной, когда повышение температуры приводит к испарению пылевых мантий. Вторым важным фактором, оказывающим влияние на содержание метилформиата, является скорость ионизации космическими лучами, рост которой усиливает вклад реакций с ионами, приводящим к более активному разрушению метилформиата в газе. Помимо реакций, выявленных другими авторами, мы обращаем внимание также на реакции с $HCOOSCH_2$:



и $\text{HC}(\text{OH})\text{OCH}_3^+$:



которые в нашей модели оказались важными факторами, влияющими на содержание метилформиата.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования в Физическом институте им. П. Н. Лебедева поддержаны грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2021-597.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агундес и др. (M. Agúndez, N. Marcelino, B. Tercero, C. Cabezas, P. de Vicente, and J. Cernicharo), *Astron. Astrophys.* **649**, L4 (2021).
- Бакманн и др. (A. Bacmann, V. Taquet, A. Faure, C. Kahane, and C. Ceccarelli), *Astron. Astrophys.* **541**, L12 (2012).
- Балукани и др. (N. Balucani, C. Ceccarelli, and V. Taquet), *MNRAS* **449**, L16 (2015).
- Барнес и др. (A.T. Barnes, J. Liu, Q. Zhang, J.C. Tan, F. Bigiel, P. Caselli, G. Cosentino, F. Fontani, et al.), *Astron. Astrophys.* **675**, A53 (2023).
- Бергин, Тафалла (E.A. Bergin and M. Tafalla), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **45** (1), **339** (2007).
- Болл и др. (J.A. Ball, C.A. Gottlieb, A.E. Lilley, and H.E. Radford), *Astrophys. J.* **162**, L203 (1970).
- Бонфан и др. (M. Bonfand, A. Belloche, R.T. Garrod, K.M. Menten, E. Willis, G. Stephan, and H.S.P. Muller), *Astron. Astrophys.* **628**, A27 (2019).
- Браун и др. (R.D. Brown, J.G. Crofts, F.F. Gardner, P.D. Godfrey, B.J. Robinson, and J.B. Whiteoak), *Astrophys. J.* **197**, L29 (1975).
- Бугерт и др. (A.C.A. Boogert, P.A. Gerakines, and D.C.B. Whittet), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **53**, 541 (2015).
- Вакелам и др. (V. Wakelam, J.C. Loison, E. Herbst, B. Pavone, A. Bergeat, K. Beroff, M. Chabot, A. Faure, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **217**, 20 (2015).
- Ван Дисхук, Блейк (E.F. van Dishoeck and G.A. Blake), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 317 (1998).
- Ванг и др. (Y. Wang, F. Du, D. Semenov, H. Wang, and J. Li), *Astron. Astrophys.* **648**, A72 (2021).
- Васюнин, Хербст (A.I. Vasyunin and E. Herbst), *Astrophys. J.* **769**, 34 (2013).
- Ватанабе, Кучи (N. Watanabe and A. Kouchi), *Astrophys. J.* **571**, L173 (2002).
- Вибе и др. (D.S. Wiebe, T.S. Molyarova, V.V. Akimkin, E.I. Vorobyov, and D.A. Semenov), *MNRAS* **485**, 1843 (2019).
- Гепперт и др. (W.D. Geppert, M. Hamberg, R.D. Thomas, F. Osterdahl, F. Hellberg, V. Zhaunerschuk, A. Ehlerding, T.J. Millar, et al.), *Faraday Discussions* **133**, 177 (2006).
- Гредель и др. (T.E. Graedel, W.D. Langer, and M.A. Frerking), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **48**, 321 (1982).
- Гэррод, Видикус Вивер (R.T. Garrod and S.L. Wicicus Weaver), *Chemic. Rev.* **113**, 8939 (2013).
- Гэррод, Хербст (R.T. Garrod and E. Herbst), *Astron. Astrophys.* **457**, 927 (2006).
- Гэррод и др. (R.T. Garrod, V. Wakelam, and E. Herbst), *Astron. Astrophys.* **467**, 1103 (2007).
- Зу и др. (C. Xue, A.J. Remijan, A.M. Burkhardt, and E. Herbst), *Astrophys. J.* **871**, 112 (2019).
- Индриоло и др. (N. Indriolo, D.A. Neufeld, M. Gerin, P. Schilke, A.O. Benz, B. Winkel, K.M. Menten, E.T. Chambers, et al.), *Astrophys. J.* **800**, 40 (2015).
- Казо и др. (S. Cazaux, A.G.G.M. Tielens, C. Ceccarelli, A. Castets, V. Wakelam, E. Caux, B. Parise, and D. Teyssier), *Astrophys. J.* **593**, L51 (2003).
- Колетта и др. (A. Coletta, F. Fontani, V.M. Rivilla, C. Mininni, L. Colzi, A. Sanchez-Monge, and M.T. Beltran), *Astron. Astrophys.* **641**, A54 (2020).
- Комацу, Фуруя (Y. Komatsu and K. Furuya), *ACS Earth and Space Chemistry* **7**, 1753 (2023).
- Кочина О.В., Вибе Д.З., Каленский С.В., Васюнин А.И., *Астрон. журн.* **90**, 892 (2013) [O.V. Kochina, D.S. Wiebe, S.V. Kalenskii, and A.I. Vasyunin, *Astron. Rep.* **57**, 818 (2013)].
- Куппен и др. (H.M. Cuppen, C. Walsh, T. Lamberts, D. Semenov, R.T. Garrod, E.M. Penteado, and S. Ioppolo), *Space Sci. Rev.* **212**, 1 (2017).
- Куртц и др. (S. Kurtz, R. Cesaroni, E. Churchwell, et al.), in V. Mannings, A.P. Boss, and S.S. Russell (eds.), *Protostars and Planets IV*, P. 299 (2000).
- Ли и др. (H.H. Lee, E. Herbst, G. Pineau des Forets, E. Roueff, and J. Le Bourlot), *Astron. Astrophys.* **311**, 690 (1996).
- Макгуайр (B.A. McGuire), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **259**, 30 (2022).
- Макклур и др. (M.K. McClure, W.R.M. Rocha, K.M. Pontoppidan, N. Crouzet, L. E.U. Chu, E. Dartois, T. Lamberts, J.A. Noble, et al.), *Nature Astron.* **7**, 431 (2023).

32. Мининни и др. (C. Mininni, M.T. Beltrán, V.M. Rivilla, A. Sanchez-Monge, F. Fontani, T. Müller, R. Cesaroni, P. Schilke, et al.), *Astron. Astrophys.* **644**, A84 (2020).
33. Ноуни и др. (T. Nony, F. Louvet, F. Motte, J. Molet, K. Marsh, E. Chapillon, A. Gusdorf, N. Brouillet, et al.), *Astron. Astrophys.* **618**, L5 (2018).
34. Павлюченков и др. (Y.N. Pavlyuchenkov, D.S. Wiebe, V.V. Akimkin, M.S. Khramtsova, and Th. Henning), *MNRAS* **421**, 2430 (2012).
35. Редэлли и др. (E. Redaelli, S. Bovino, A. Giannetti, G. Sabatini, P. Caselli, F. Wyrowski, D.R. G. Schleicher, and D. Colombo), *Astron. Astrophys.* **650**, A202 (2021).
36. Рекуена-Торрес и др. (M.A. Requena-Torres, N. Marcelino, I. Jiménez-Serra, J. Martin-Pintado, S. Martin, and R. Mauersberger), *Astrophys. J.* **655**, L37 (2007).
37. Сакаи, Ямамото (N. Sakai and S. Yamamoto), *Chemic. Rev.* **113**, 8981 (2013).
38. Санта-Мария, Гойкоечея (M.G. Santa-Maria and J.R. Goicoechea), *Europ. Phys. J. Web Conf.* **265**, 00017 (2022).
39. Семенов, Вибе (D. Semenov and D. Wiebe), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **196**, 25 (2011).
40. Смит (D. Smith), *Plasma Physics and Controlled Fusion* **34**, 1817 (1992).
41. Сома и др. (T. Soma, N. Sakai, Y. Watanabe, and S. Yamamoto), *Astrophys. J.* **854**, 116 (2018).
42. Тафалла и др. (M. Tafalla, P.C. Myers, P. Caselli, C.M. Walmsley, and C. Comito), *Astrophys. J.* **569**, 815 (2002).
43. Тиленс, Харен (A.G.G.M. Tielens and W. Hagen), *Astron. Astrophys.* **114**, 245 (1982).
44. Хасегава и др. (T.I. Hasegawa, E. Herbst, and C.M. Leung), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **82**, 167 (1992).
45. Хербст, Ван Дисхук (E. Herbst and E.F. van Dishoeck), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 427 (2009).
46. Чарнли и др. (S.B. Charnley, A.G.G.M. Tielens, and T.J. Millar), *Astrophys. J.* **399**, L71 (1992).
47. Чен и др. (Y. Chen, M.L. van Gelder, P. Nazari, C.L. Brogan, E.F. van Dishoeck, H. Linnartz, J.K. Jorgensen, T.R. Hunter, et al.), *Astron. Astrophys.* **678**, A137 (2023).
48. Черчевелл, Винневиссер (E. Churchwell and G. Winnewisser), *Astron. Astrophys.* **45**, 229 (1975).
49. Чечарелли и др. (C. Ceccarelli, L. Loinard, A. Castets, A.G.G.M. Tielens, and E. Caux), *Astron. Astrophys.* **357**, L9 (2000).

ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЭКЗОПЛАНЕТ

© 2024 г. В. В. Зайцев¹, В. Е. Шапошников^{1, 2 *}, М. Л. Ходаченко³, М. С. Руменских^{4, 5}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²НИУ Высшая школа экономики Нижегородский филиал, Нижний Новгород, Россия

³Институт космической исследований ААН, Грац, Австрия

⁴Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

⁵Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Троицк, Россия

Поступила в редакцию 20.10.2023 г.

После доработки 28.11.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Представлены результаты исследования влияния звездной активности на эффективность плазменного механизма генерации радиоизлучения и на свойства этого излучения в атмосфере экзопланет со слабым магнитным полем. Плазменный механизм генерации может эффективно реализоваться в случае, когда ленгмюровская частота превышает гирочастоту электронов и электронный циклотронный мазер не эффективен. Этот механизм, существенно зависящий от параметров плазмы, предполагает генерацию плазменных (квазистатических) волн энергичными электронами с последующей конверсией их в электромагнитное излучение. Звездный ветер в зависимости от его интенсивности может в значительной степени модифицировать плазмосферу экзопланеты и менять ее параметры. На примере взаимодействия экзопланеты HD189733b со звездным ветром различной интенсивности центральной звезды показано, что реализация плазменного механизма возможна при любой интенсивности звездного ветра, меняются только требования к параметрам плазменного механизма. В частности, меняется величина плотности энергии плазменных волн, необходимая для генерации потока радиоизлучения, доступного для регистрации современными радиоастрономическими средствами, и меняется его частотный диапазон. Последнее позволит использовать регистрируемое радиоизлучение как индикатор активности материнской звезды.

Ключевые слова: экзопланеты, звездный ветер, плазменный механизм генерации, радиоизлучение.

DOI: 10.31857/S0320010824010084, **EDN:** OQXNNG

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследование экзопланет и экзопланетных систем является одним из важных направлений в астрофизике. Исследование экзопланет в видимом диапазоне частот затруднено высоким контрастом между светимостью звезды и планеты, а также их относительно небольшим угловым разделением. В радиодиапазоне ситуация иная, здесь контраст намного порядков ниже, и есть возможность отделить собственное излучение экзопланеты от излучения ее центральной звезды. (Зарка, 2007). Поэтому возникает вопрос, какими параметрами должна обладать атмосфера экзопланеты, чтобы ее радиоизлучение могло быть зарегистрировано современной радиоастрономической аппаратурой (см. в этой связи Гриссмайер и др., 2007а; Зарка, 2007; Жардин, Камерон, 2008; Николс, Милан, 2016; Буркхарт, Лоеб, 2017; Видотто, Донати, 2017; Вебер и др., 2017, 2018;

Селхорст и др., 2020; Тернпенни и др., 2018, 2020; Наранг и др., 2021, 2023). Обычно при ответе на этот вопрос рассматривается механизм генерации радиоизлучения, основанный на неустойчивости на циклотронной частоте электронов в плазмосфере экзопланеты с достаточно сильным магнитным полем, когда циклотронная частота значительно превышает плазменную частоту (механизм электронного циклотронного мазера (Ву, Ли, 1979; Мелроуз и др., 1984). Однако существуют экзопланеты, даже обладающие собственным магнитным полем, для которых реализация электронного циклотронного мазера (ЭЦМ) в их плазмосфере невозможна. К ним относятся, например, горячие Юпитеры с массой порядка массы Юпитера и орбитами, близкими (меньше или порядка 0.5 а.е.) к центральной звезде. Дело в том, что такие экзопланеты обладают протяженной и плотной плазмосферой, обусловленной мощным рентгеновским и ультрафиолетовым излучением звезды, в которой плазменная частота превышает электронную гирочастоту (Вебер и др., 2017). На близких

* Электронный адрес: sh130@ipfran.ru

экзопланетах с сильным магнитным полем электронный циклотронный мазер (ЭЦМ) может быть реализован и эффективно генерировать радиоизлучение (т.е. уровень генерируемого радиоизлучения достаточен для регистрации его современными радиоастрономическими средствами) в сверхмассивных экзопланетах с массой, существенно большей массы Юпитера, например Tau Bootis b, у которой оцененная масса 5.84 масс Юпитера. У сверхмассивных экзопланет плотная плазменная оболочка оказывается прижатой к поверхности планеты вследствие сильного гравитационного поля (экзобаза располагается достаточно близко к поверхности экзопланеты), и существуют области плазмосферы с достаточно разреженной плазмой, где выполнено условие реализации электронного циклотронного мазера (Вебер и др., 2018). В то же время для экзопланет с массой порядка массы Юпитера этот механизм не реализуется в силу наличия у этих экзопланет протяженной и плотной плазменной оболочки, в которой плазменная частота превышает электронную гирочастоту (Вебер и др., 2017). Электронный циклотронный мазер не реализуется или не эффективен (в указанном выше смысле) на экзопланетах со слабым магнитным полем, таких как, например, HD209458b или HD189733b. Поэтому Вебером и др. (2017) был сделан вывод, что, в случае неэффективности или невозможности реализации ЭЦМ в плазмосфере экзопланеты, собственное интенсивное радиоизлучение экзопланеты отсутствует.

Плазменный механизм не требует наличия сильного магнитного поля или достаточно разреженной плазмосферы для эффективной генерации радиоизлучения (Зайцев, Степанов, 1983). Этот механизм предполагает генерацию плазменных волн энергичными электронами в источнике с последующей конверсией их в электромагнитное излучение на плазменной частоте при рассеянии на частицах плазмы или на удвоенной плазменной частоте в результате комбинационного рассеяния (слияния плазменных волн). При определенных условиях, в случае, когда конверсия происходит на плазменной частоте, возникает мазер-эффект, проявляющийся в экспоненциальном росте интенсивности электромагнитного излучения с ростом энергии плазменных волн. Возможный частотный интервал радиоизлучения в этой модели определяется не величиной магнитного поля в источнике, а концентрацией и пространственным распределением плазмы в плазмосфере планеты. Эффективность плазменных механизмов была продемонстрирована в теории солнечного радиоизлучения, радиоизлучения Юпитера, Сатурна, звезд поздних спектральных классов, а также нейтронных звезд (Зайцев, Степанов, 1983, 2016; Железняков и др., 2012; Шапошников и др., 2021). Исследование плазменных механизмов радиоизлучения

экзопланет позволит не только указать новые цели для поиска, но также продвинуться в исследование физических условий в плазмосфере экзопланет с относительно слабым магнитным полем. Поэтому представляется актуальным анализ возможности реализации плазменных механизмов генерации радиоизлучения в плазмосфере экзопланет. Зайцев, Шапошников (2022) на примере HD189733b показали, что на экзопланетах со слабым магнитным полем, когда плазменная частота превышает гирочастоту электронов, вместо электронного циклотронного мазера может эффективно реализоваться так называемый плазменный механизм радиоизлучения. В этой работе был определен частотный диапазон возможного радиоизлучения и требования на плотность энергии плазменных волн, при которой возникает достаточная для наблюдения современными средствами интенсивность радиоизлучения. При этом Зайцев, Шапошников (2022) использовали распределения температуры и концентрации плазмы в плазмосфере экзопланеты (Го, 2011), полученные без учета влияния звездного ветра на параметры плазмосферы. Последующие исследования (Руменских и др., 2022) показали, что звездный ветер в зависимости от параметров может в значительной степени модифицировать плазмосферу экзопланеты. В настоящей работе мы исследуем влияние звездной активности, выраженное через интенсивность звездного ветра, на свойства плазменного радиоизлучения экзопланеты HD189733b. Мы исследуем свойства радиоизлучения на плазменной частоте и на второй гармонике, частотные диапазоны радиоизлучения и требования на плотности энергии плазменных волн, необходимые для регистрации радиоизлучения современными радиоастрономическими средствами, в зависимости от интенсивности звездного ветра. В разделе 2 на основе работы (Руменских и др., 2022) обсуждаются изменения распределений концентрации плазмы и температуры в плазмосфере экзопланеты HD189733b в зависимости от интенсивности звездного ветра. В разделе 3 приведены основные уравнения, необходимые для анализа плазменного механизма радиоизлучения на частоте основного тона и на второй гармонике плазменной частоты. В разделе 4 приведены расчеты условий генерации, частотные спектры радиоизлучения и необходимые требования на плотность энергии плазменных волн в зависимости от параметров звездного ветра. Раздел 5 содержит обсуждение результатов и основные выводы.

2. ВЛИЯНИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМОСФЕРЫ HD189733b

Ниже приведены некоторые параметры экзопланеты HD189733b — расстояние до Земли

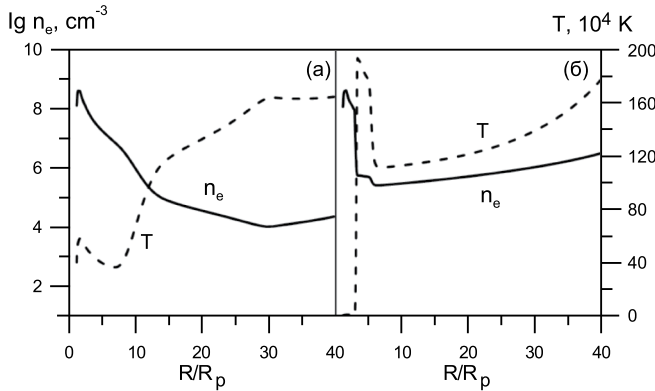


Рис 1. Распределения концентрации плазмы n_e и температуры T для трехмерной модели взаимодействия экзопланеты HD189733b со звездным ветром материнской звезды при умеренной интенсивности ветра (а) (уносимая ветром масса звезды 10^{11} г с^{-1}) и при интенсивном ветре (б) (уносимая ветром масса звезды $2 \times 10^{13} \text{ г с}^{-1}$).

$R_{E-S} \approx 63$ св. лет, радиус планеты $R_p \approx 1.14 R_J$ и ее масса $M_p \approx 1.13 M_J$, близкие к соответствующим значениям R_J и M_J для Юпитера, а также оценки эффективной температуры, $T_{\text{eff}} \approx 1200 \text{ К}$, и магнитного поля вблизи поверхности планеты, $B \approx 1.8 \text{ Гс}$ (Гриссмайер и др., 2007б). Материнская звезда, вокруг которой обращается экзопланета на расстоянии три сотых астрономической единицы, является желтым карликом, расположенным в созвездии Лисички и имеющим размеры и температуру, близкие к соответствующим значениям для Солнца.

В работе (Руменских и др., 2022) была исследована самосогласованная многожидкостная гидродинамическая модель атмосферы горячего Юпитера HD189733b, полученная на основе анализа эволюции спектральных линий водорода и гелия при транзите экзопланеты через диск звезды и учитывающая влияние звездного ветра различной интенсивности на состояние атмосферы, что моделировало возможные варианты звездной активности и ее воздействия на плазмосферу экзопланеты. На рис. 1а, б приведены распределения концентрации плазмы n и температуры T для трехмерной модели взаимодействия экзопланеты HD189733b со звездным ветром при умеренном ветре (уносимая масса звезды 10^{11} г с^{-1} , рис. 1а) и при интенсивном ветре (уносимая ветром масса звезды $2 \times 10^{13} \text{ г с}^{-1}$, рис. 1б).

Из рис. 1 следует, что при увеличении интенсивности потока звездного ветра имеет место существенное изменение структуры плазмосферы — резкое уменьшение концентрации плазмы приблизительно на два порядка, начиная с расстояния ≈ 1.5 радиусов от поверхности, переходящее в “плато” на больших расстояниях, и скачок температуры на два порядка также на расстоянии около ≈ 1.5

радиуса. Таким образом, учитывая тот факт (как это будет показано в разделах 3 и 4), что эффективность плазменного механизма существенно зависит от концентрации и температуры плазмы, активность звезды должна влиять на частотный диапазон и интенсивность плазменного излучения экзопланеты. Анализ данной проблемы является целью нашей работы.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В СЛАБО ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМОСФЕРЕ HD189733B

На экзопланетах со слабым магнитным полем, когда электронная гирочастота $\omega_c = eB/m_e c$ много меньше плазменной частоты $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 n} / m_e$ (n — концентрация плазмы, B — магнитное поле, e и m_e — заряд и масса электрона, c — скорость света) так, что выполняется условие $\omega_c \ll \omega_L$, может эффективно реализоваться плазменный механизм радиоизлучения, предполагающий генерацию плазменных волн энергичными электронами в источнике и их трансформацию в радиоизлучение на плазменной частоте или на удвоенной плазменной частоте.

При наличии в плазмосфере экзопланеты кроме основной (максвелловской) плазмы с концентрацией n и температурой T популяции энергичных электронов с концентрацией $n_s \ll n$ и температурой $T_s \gg T$ возбуждаются плазменные (ленгмюровские) волны с частотой

$$\omega_p^2 = \omega_L^2 + 3k^2 v_T^2, \quad (1)$$

где $\vec{k}$ — волновой вектор плазменных волн, v_T — тепловая скорость электронов основной плазмы. При наличии конуса потерь в магнитном поле экзопланеты будем для определенности моделировать распределение энергичных электронов по скоростям функцией

$$f_s = (v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_s}{4\sqrt{(2\pi)^3}} \left(\frac{m_e}{\kappa_B T_s} \right)^{5/2} v_{\perp}^2 \exp \left[-\frac{m_e (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)}{2\kappa_B T_s} \right], \quad (2)$$

где $v_{\parallel}$, $v_{\perp}$ — продольная и поперечная компоненты вектора скорости энергичных электронов по отношению к направлению магнитного поля в области генерации плазменных волн, κ_B — постоянная Больцмана. Эта функция обеспечивает необходимую анизотропию, связанную с дефицитом электронов с малыми поперечными скоростями.

Инкремент конусной черенковской неустойчивости в этом случае имеет следующий вид (Зайцев, Степанов, 1975):

$$\gamma(\omega, k) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p^4}{k^3 v_{Ts}^3} \frac{n_s}{n} \times \frac{\omega_p^2 k^{-2} v_{Ts}^{-2} + 2 \text{ctg}^2 \alpha - 1}{1 + \text{ctg}^2 \alpha} \times \exp\left(-\frac{\omega_p^2}{2k^2 v_{Ts}^2}\right), \quad (3)$$

где $v_{Ts} = \sqrt{kT_s / m_e}$ – характерная скорость быстрых электронов. Согласно (3), инкремент отрицателен ($\gamma < 0$), т.е. система неустойчива относительно возмущений для плазменных волн с фазовыми скоростями v_{ph} :

$$v_{ph}^2 < v_{Ts}^2 (1 - 2 \text{ctg}^2 \alpha), \quad (4)$$

распространяющихся под углами $\alpha > \alpha_{cr} = \arctg \sqrt{2}$ к магнитному полю (α – угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{B}$). Инкремент неустойчивости достигает максимального значения:

$$|\gamma_{max}| \approx 3 \times 10^{-2} \frac{n_s}{n} \omega_L \quad (5)$$

для волн, распространяющихся почти ортогонально к магнитному полю, $\alpha \approx \pi/2$, с фазовыми скоростями $v_{ph} \approx 0,74 v_{Ts}$ и волновыми числами $|\vec{k}_{opt}| = k_{opt} \approx 1.35 \omega_L / v_{Ts}$. Инкремент уменьшается в 3 раза при отклонении от оптимального значения до $k_1 \approx 1.04 \omega_L / v_{Ts}$ и $k_2 \approx 2.5 \omega_L / v_{Ts}$, а также при отклонении на угол $\pm 30^\circ$ от $\alpha \approx \pi/2$. В случае конусной неустойчивости спектр плазменных волн обладает аксиальной симметрией по отношению к магнитному полю, поэтому для спектрального объема справедлива формула

$$(\Delta \vec{k})^3 = 2\pi \int \int k^2 \sin \alpha dk d\alpha, \quad (6)$$

где интегрирование производится по интервалу волновых векторов и интервалу углов между $\vec{k}$ и магнитным полем $\vec{B}$ взаимодействующих плазменных волн. В результате для спектрального объема (6) плазменных волн получаем оценку

$$(\Delta \vec{k})^3 = 2\pi k_{opt}^2 (k_2 - k_1) \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} \sin \alpha d\alpha \approx \xi \frac{\omega_L^3}{c^3}. \quad (7)$$

В формуле (7) величина

$$\xi = 11.5 \frac{c^3}{v_{Ts}^3} \quad (8)$$

зависит от характерной скорости энергичных электронов, генерирующих плазменные волны. Например, при $v_{Ts} = c/3$ и $c/4$ получаем соответственно $\xi \approx 3 \times 10^2$ и $\xi \approx 7 \times 10^2$. Если W_p – плотность энер-

гии возбуждаемых плазменных волн, тогда средняя спектральная плотность энергии будет

$$W_k = \frac{c^3}{\omega_L^3} \frac{W_p}{\xi}. \quad (9)$$

В дальнейшем мы будем использовать эту формулу для спектральной плотности энергии плазменных волн и вышеуказанные значения для v_{Ts} и ξ при анализе возможности (эффективности) плазменного механизма генерировать радиоизлучение с интенсивностью, достаточной для его регистрации современными радиоастрономическими средствами. При этом будем считать, что средняя фазовая скорость плазменных волн $\langle v_{ph} \rangle \approx v_{Ts}$.

В неоднородной плазмосфере экзопланеты ленгмюровская частота $\omega_L(l)$ зависит от координат, поэтому плазменная волна на частоте ω_p может усиливаться только на ограниченном пространственном масштабе L_p :

$$L_p = 3L_n \frac{v_T^2}{\omega_L^2} (k_{max}^2 - k_{min}^2), \quad (10)$$

где $L_n = |n(dn/dl)^{-1}|$ – характерный масштаб неоднородности плазмы в области генерации плазменных волн. В предположении $k_{min}^2 \gg k_{max}^2 \approx \omega_L^2 / 9v_T^2$ получим характерный масштаб усиления плазменной волны, $L_p \approx (1/3)L_n$, где k_{max} приблизительно соответствует минимальной фазовой скорости плазменных волн $v_{ph} \approx 3v_T$, при которой становится существенным затухание Ландау.

Заметим также, что необходимым условием генерации ленгмюровских волн в плазмосфере экзопланеты является превышение инкремента неустойчивости над эффективной частотой столкновений электронов с ионами, $\gamma > \nu_{ei} \approx 50n/T^{3/2}$. Это условие зависит от распределений концентрации плазмы и температуры в атмосфере планеты, которые, в свою очередь, могут изменяться при изменении активности материнской звезды (интенсивности потока звездного ветра). На рис. 2 представлена область неустойчивости плазменных волн и соответствующее минимальное значение концентрации энергичных электронов, необходимое для генерации плазменных волн, в зависимости от плазменной частоты (от расстояния в плазмосфере планеты) при умеренной интенсивности ветра (рис. 2а) и при интенсивном ветре (рис. 2б).

В обычных условиях регистрация радиоизлучения радиоастрономическими средствами, расположенными на Земле, возможна на частотах выше плазменной частоты в ионосферном максимуме, $f_{cut} \geq 8$ МГц. Это условие ограничивает положение плазменного источника, от которого можно зарегистрировать радиоизлучения на плазменной

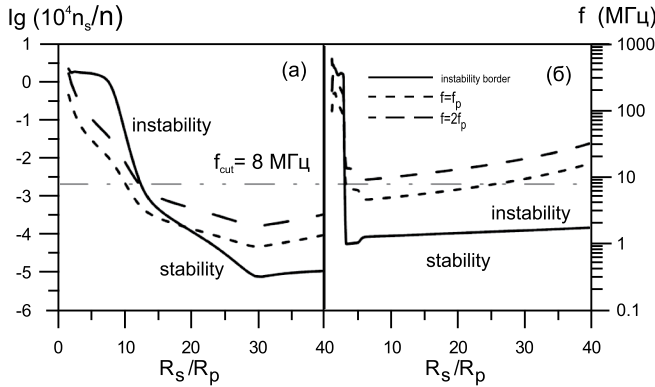


Рис 2. Изменение области неустойчивости/устойчивости плазменных волн (сплошная линия) и возможной частоты генерируемого радиоизлучения (штриховые линии) с высотой в плазмосфере экзопланеты при умеренном (а) и при интенсивном ветре (б).

частоте, областью, близкой к поверхности планеты, $R \leq 10R_p$ при умеренном ветре (рис. 2а), и областями $R \leq 3R_p$ и $R \geq 25R_p$ при интенсивном ветре (рис. 2б). Ситуация кардинально меняется при генерации радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте при большой интенсивности звездного ветра (рис. 2б). В этом случае генерация излучения выше частоты f_{cut} возможна во всей плазмосфере.

4. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ В ПЛАЗМОСФЕРЕ HD189733B

Рассеяние плазменных волн с частотой ω_p и волновым вектором $\vec{k}$ на ионах фоновой плазмы с конверсией в электромагнитные волны

$$\omega_t = \omega_p + (\vec{k}_t - \vec{k})\vec{v}_{Ti} \approx \omega_p \approx \omega_L, \quad (11)$$

где ω_t и $\vec{k}_t$ — соответственно частота и волновой вектор электромагнитной волны, v_{Ti} — тепловая скорость ионов равновесной плазмы, приводит к радиоизлучению на частоте, близкой к плазменной частоте электронов (рэлеевское рассеяние). Нелинейное слияние плазменных волн (комбинационное рассеяние) генерирует радиоизлучение на удвоенной плазменной частоте

$$\omega_t(\vec{k}_t) = \omega_p^{(1)}(\vec{k}_1) + \omega_p^{(2)}(\vec{k}_2) \approx 2\omega_p \approx 2\omega_L, \quad (12)$$

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_t.$$

Частота электромагнитной волны ω_t связана с волновым вектором k_t соотношением

$$\omega_t^2 = \omega_L^2 + k_t^2 c^2, \quad k_t = \frac{\omega_t}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_t^2}}. \quad (13)$$

В этом разделе мы будем исследовать вклад указанных процессов в электромагнитное излучение в предположении достаточно слабого магнитного поля в плазмосфере экзопланеты, когда электронная гирочастота много меньше плазменной частоты ($\omega \ll \omega_L$).

Уравнение переноса для яркостной температуры T_b радиоизлучения имеет вид

$$\frac{dT_b}{dl} = a - (\mu_N + \mu_c)T_b, \quad (14)$$

где a — излучательная способность, описывающая спонтанное излучение на плазменной или на удвоенной плазменной частоте, μ_N — коэффициент излучения (поглощения), обусловленный нелинейными процессами (индуцированным рассеянием, слиянием плазменных волн или распадом электромагнитного излучения на две плазменные волны), коэффициент столкновительного поглощения μ_c в области генерации излучения $\mu_c \equiv \mu_c^{in}$ и вне ее $\mu_c \equiv \mu_c^{out}$ имеет вид (Гинзбург, 1967)

$$\mu_c = \frac{\omega_L^2 v_{ei}}{\omega_t^2 v_g}. \quad (15)$$

В (15) $v_g = c(1 - \omega_L^2 / \omega_t^2)^{1/2}$ — групповая скорость электромагнитных волн. Решение этого уравнения имеет вид

$$T_B = \frac{a}{\mu_c^{in} + \mu_N} [1 - \exp(-\tau_c^{in} - \tau_N)] \exp(-\tau_c^{out}), \quad (16)$$

где $\tau_c = \int \mu_c dl$ — определяет величину столкновительного поглощения вдоль траектории распространения радиоизлучения, в области генерации $\tau_c \equiv \tau_c^{in}$ и за ее пределами $\tau_c \equiv \tau_c^{out}$, $\tau_N = \int \mu_N dl$ — определяет величину усиления (ослабления) радиоизлучения вдоль траектории распространения в области генерации за счет нелинейных процессов. Яркостная температура связана с потоком радиоизлучения F на расстоянии R_{so} от источника соотношением (Железняков, 1997)

$$F = \frac{k_t^2 \kappa_B T_b S_s}{(2\pi)^2 R_{so}^2}, \quad (17)$$

где S_s — площадь источника на линии наблюдения, R_{so} — расстояние от источника до наблюдателя.

4.1. Мазер эффект при рэлеевском рассеянии

В случае, когда коэффициент индуцированного рассеяния $\mu_N = \mu_{sc}$ отрицателен и достаточно велик по модулю, $|\mu_{sc}| > \mu_c^{in}$, сумма $\mu_{sc} + \mu_c^{in}$ в уравнении (14) становится отрицательной. В результате происходит экспоненциальный рост

($-\tau^{\text{in}} - \tau_N > 0$) интенсивности электромагнитного излучения, т.е. реализуется мазер-эффект при рассеянии. Эффективность мазерного усиления электромагнитных волн зависит от оптической толщины источника

$$\tau = |\tau_{\text{sc}} + \tau_c^{\text{in}}| = \int_0^{L_p} |\mu_{\text{sc}} + \mu_c^{\text{in}}| dl, \quad (18)$$

которая при рэлеевском рассеянии и соответствующих плотностях энергии плазменных волн может достигать достаточно больших значений и обеспечивать значительные потоки радиоизлучения, выходящего из источника. В (18) L_p – размер области усиления электромагнитной волны фиксированной частоты, определяемый формулой (10).

В астрофизической плазме при рассеянии на ионах (11) ширина спектра плазменных волн, как правило, больше ширины ядра интегрального уравнения, описывающего индуцированную конверсию. В этом случае рассеяние плазменных волн в электромагнитные носит дифференциальный характер, когда в каждом акте рассеяния частота рассеянной плазменной волны изменяется на величину $\Delta\omega_p < k v_{Ti}$. В этом приближении коэффициенты спонтанного a и индуцированного рассеяния μ_N в уравнении (14) имеют вид (Цытович, 1977)

$$a = a_{\text{sc}} \approx \frac{\pi}{36} \frac{\omega_L^3 W_k}{v_g n v_{Ti}^2 k}, \quad (19)$$

$$\mu_N = \mu_{\text{sc}} \approx -\frac{\pi}{108} \frac{m_e \omega_L^3}{m_i v_g n k_B T v_{Ti}^2 k} \frac{\partial}{\partial k} (k W_k), \quad (20)$$

где m_i – масса иона, W_k – спектральная плотность плазменных волн. В (19) и (20) спектр W_k предполагается изотропным, $W_k = 4\pi k^2 W_{\vec{k}}$, и связанным с плотностью энергии плазменных волн W_p соотношением $W_p = \int W_k dk$.

Перейдем в уравнении (14) от интегрирования по пространственной координате l вдоль распространения излучения к интегрированию по волновому вектору плазменных волн от $k_{\min}$ до $k_{\max}$. Принимая во внимание, что $\omega_L^2 + 3k^2 v_{Ti}^2 = \omega_p^2 \approx \omega_i^2 = \text{const}$, получаем следующую связь между dl и dk :

$$dl = 6L_n \frac{v_{Ti}^2}{\omega_p^2} k dk. \quad (21)$$

В результате для оптической толщины индуцированной конверсии плазменных волн в электромагнитные получим

$$\tau_{\text{sc}} = \int_0^{L_p} \mu_{\text{sc}} dl \approx -\frac{\pi}{18\sqrt{3}} \frac{m_e \omega_L \langle v_{ph} \rangle}{m_i c v_{Ti}} w L_n, \quad (22)$$

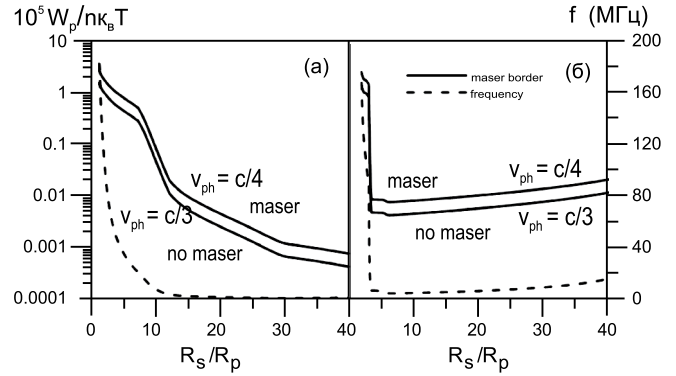


Рис 3. Область реализации мазерного усиления электромагнитных волн и изменение частоты радиоизлучения в зависимости от высоты источника в плазматосфере экзопланеты при умеренной интенсивности ветра (а) и при интенсивном ветре (б). Сплошные линии соответствуют граничным значениям плотности плазменных волн с фазовыми скоростями, равными $\langle v_{ph} \rangle \approx c/3$ (нижняя линия) и $\langle v_{ph} \rangle \approx c/4$ (верхняя линия).

где $\langle v_{ph} \rangle = \omega_p / \langle k \rangle$ – средняя фазовая скорость плазменных волн, $w = W_p / (n k_B T)$ – отношение плотности энергии плазменных волн к плотности тепловой энергии плазмы. Отрицательная величина τ_{sc} означает возможность экспоненциальной зависимости яркостной температуры электромагнитного излучения от плотности энергии плазменных волн. Оптическая толщина поглощения электромагнитной волны за счет кулоновских столкновений в области неустойчивости плазменных волн τ_c^{in} равна

$$\tau_c^{\text{in}} = \int_0^{L_p} \mu_c dl \approx \frac{6}{\sqrt{3}} \frac{v_{Ti} v_{ei}}{c \langle v_{ph} \rangle} L_n. \quad (23)$$

Как было отмечено выше, мазерное усиление электромагнитного излучения в области генерации плазменных волн возникает, когда индуцированная конверсия плазменных волн в электромагнитные превышает столкновительное поглощение электромагнитных волн на масштабе усиления плазменной волны L_p . Это накладывает ограничение на плотность энергии плазменных волн, которая должна превышать определенный порог. Из требования $|\tau_{\text{sc}}| > \tau_c^{\text{in}}$ получаем

$$w > \frac{108}{\pi} \frac{m_i v_{Ti}^2 v_{ei}}{m_e \langle v_{ph}^2 \rangle \omega_L}. \quad (24)$$

Из рис. 3 следует, что условие (24) выполняется уже при небольших плотностях плазменных волн, которые на несколько порядков ниже, чем плотность плазмы, необходимая для генерации потока радиоизлучения в 1 Ян на уровне Земли (см. ниже).

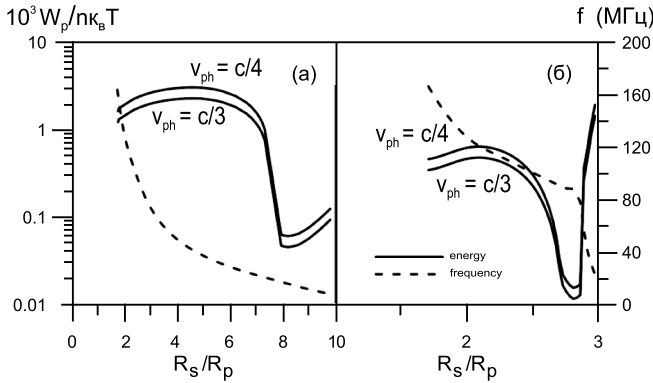


Рис 4. Относительная (по отношению к энергии равновесной плазмы) плотность энергии плазменных волн, необходимая для генерации на Земле потока радиоизлучения в 1 Ян, и его частота в зависимости от высоты источника в плазмосфере при умеренной интенсивности ветра (а) и при интенсивном ветре (б). Верхняя сплошная линия соответствуют плазменным волнам с фазовыми скоростями, равными $\langle v_{ph} \rangle \approx c/3$, а нижняя линия — $\langle v_{ph} \rangle \approx c/4$.

В случае реализации мазер-эффекта, $-\tau_c^{\text{in}} - \tau_{sc} > 0$ и $\tau_c^{\text{in}} \ll |\tau_{sc}|$, яркостная температура излучения, выходящего из атмосферы планеты, определяется формулой

$$T_B = 3 \frac{m_i}{m_e} T [\exp(-\tau_{sc}) - 1] \exp(-\tau_c^{\text{out}}), \quad (25)$$

где τ_c^{out} — оптическая толщина столкновительного поглощения на пути от источника до наблюдателя, в которую основной вклад дают поглощение в ионосфере экзопланеты вне области генерации плазменных волн и поглощение в плазме звездного ветра. Из (17), (22) и (25) получаем следующее выражение для потока электромагнитного излучения, наблюдаемого на Земле:

$$F = 3 \frac{\kappa_B T m_i}{c^2 m_e} f_t^2 \frac{S_s}{R_{so}^2} \times \left\{ \exp \left[\frac{\pi}{18\sqrt{3}} \frac{m_e \omega_L \langle v_{ph} \rangle}{m_i c v_T} L_n w \right] - 1 \right\} \exp(-\tau_c^{\text{out}}), \quad (26)$$

где $f_t = \omega_t/2\pi \approx \omega_L/2\pi$ — частота электромагнитной волны, R_{so} — расстояние от экзопланеты до Земли.

Из рис. 4 следует, что в зависимости от интенсивности звездного ветра требования к плотности энергии плазменных волн существенно меняются. При сильном ветре необходимая плотность приблизительно на порядок ниже, чем при умеренном,

что связано с уменьшением протяженности плотной части плазмосферы экзопланеты. На рис. 4б приведена необходимая плотность плазменных волн только в ближайшей к экзопланете области генерации ($R \leq 3R_p$). Оценки показывают, что в более далекой ($R \geq 25R_p$) области возможной генерации радиоизлучения с частотой выше f_{cut} необходимая относительная плотность энергии существенно выше, $W_p / n k_B T \geq 5 \times 10^{-2}$. Последнее связано в первую очередь с низкой плотностью равновесной плазмы на периферии плазмосферы экзопланеты.

4.2. Радиоизлучение на удвоенной плазменной частоте

Как было отмечено выше, в результате комбинационного рассеяния плазменных волн (12) генерируется электромагнитное излучение на удвоенной плазменной частоте $\omega_t(k_t) \approx 2\omega_p$ с волновым вектором $k_t = k_1 + k_2$ (12). Если плазменные волны возбуждаются энергичными электронами со скоростями $v_{Ts} \ll c$, тогда $k_t \ll k$, и комбинационное рассеяние происходит на встречных волнах ($k_1 \approx -k_2$). В случае изотропного спектра плазменных волн коэффициенты, входящие в уравнение переноса (14), имеют вид (Железняков, 1997)

$$a_{cp} \approx \frac{(2\pi)^5}{15\sqrt{3}} \frac{c^3}{\omega_L^2 \langle v_{ph} \rangle} \frac{w^2}{\xi^2} nT, \quad (27)$$

$$\mu_{dc} \approx \frac{(2\pi)^2}{5\sqrt{3}} \frac{\omega_L}{\langle v_{ph} \rangle} \frac{w}{\xi},$$

где a_{cp} — коэффициент спонтанного рассеяния во вторую гармонику, коэффициент μ_{dc} характеризуют поглощение излучения на второй гармонике за счет процесса распада электромагнитной волны второй гармоники на две плазменные волны.

Решение уравнения переноса (14), где коэффициенты $a = a_{cp}$ и $\mu_N = \mu_{dc}$, в случае оптически толстого источника, $\int_0^{L_p} (\mu_{dc} + \mu_c^{\text{in}}) dl \gg 1$, имеет вид

$$T_B(2\omega) \approx \left(\frac{a_{cp}}{\mu_{dc} + \mu_c^{\text{in}}} \right) \exp(-\tau_c^{\text{out}}). \quad (28)$$

В дальнейшем, для оценок потока радиоизлучения на второй гармонике плазменной частоты от экзопланеты, мы пренебрежем столкновительным поглощением μ_c^{in} в области генерации. Оценки показывают, что при плотности энергии плазменных волн $W_p \leq 10^{-3} n k_B T$ (реализация больших величин вряд ли возможна) это оправдано на удалении $R \geq 10R_p$ в случае умеренной интенсивности звездного ветра и на удалении $R \geq 5R_p$ в случае сильного ветра.

На рис. 5а приведены потоки радиоизлучения на уровне Земли на удвоенной плазменной частоте при плотности энергии плазменных волн $W_p = 10^{-3} n k_B T$ для различных скоростей энергичных электронов в случае плазмосферы, взаимодействующей со звездным ветром умеренной (рис. 5а) и большой интенсивности (рис. 5б). При этом предполагалось, что площадь источника радиоизлучения в плазмосфере на расстоянии R , соответствующем плазменной частоте $\omega_L \approx \omega_i/2$, равна максимальной $S = 2\pi R^2$.

Из рис. 5а следует, что в случае умеренного звездного ветра доступный для наблюдения на Земле поток радиоизлучения резко возрастает, от нескольких миллианских на частоте ≈ 30 МГц до нескольких янских на частоте ≈ 8 МГц. Рисунок 5б показывает, как изменяется частотный спектр радиоизлучения второй гармоники при интенсивном звездном ветре. В этом случае поток радиоизлучения на Земле при аналогичных условиях оказывается значительно меньше, что обусловлено изменением распределения плотности в плазмосфере. Кроме того, рис. 5 иллюстрирует заметное увеличение потока радиоизлучения при возрастании скорости энергичных электронов.

Необходимая плотность энергии плазменных волн для получения на уровне Земли потока радиоизлучения в 1 Ян и частота принимаемого радиоизлучения в зависимости от удаления источника от поверхности экзопланеты в случае умеренного звездного ветра приведены на рис. 6а и в случае сильного ветра — на рис. 6б.

Из рис. 6а следует, что достаточно низкие $W_p = 10^{-3} n k_B T$ плотности энергии плазменных волн, необходимые для формирования потоков радиоизлучения, доступных для наблюдения современными радиоастрономическими средствами, соответствуют диапазону частот $f_i \leq 20$ МГц. Увеличение интенсивности звездного ветра (рис. 6б) приводит к смещению частотного спектра в область более высоких частот, 10–30 МГц, и к возрастанию примерно на порядок величины необходимой плотности энергии плазменных волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показало проведенное в данной работе исследование, плазменный механизм генерации радиоизлучения экзопланеты HD189772b может быть реализован в плазмосфере планеты при любой интенсивности звездного ветра от материнской звезды. Однако эффективность плазменного механизма, условия генерации излучения и возможный частотный интервал радиоизлучения, доступного для регистрации на Земле, меняются в зависимости от интенсивности ветра. Это связано с кардинальными изменениями в структуре плазмосферы и существенной зависимостью

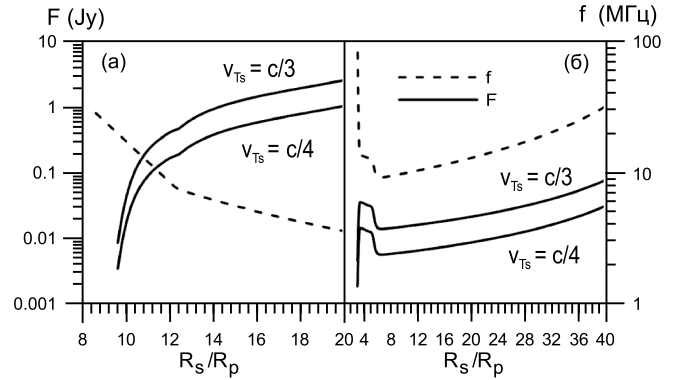


Рис 5. Изменение потока радиоизлучения на уровне Земли в зависимости от высоты источника в случае генерации на удвоенной плазменной частоте при плотности энергии плазменных волн $W_p = 10^{-3} n k_B T$ умеренном (а) и интенсивном (б) звездном ветре.

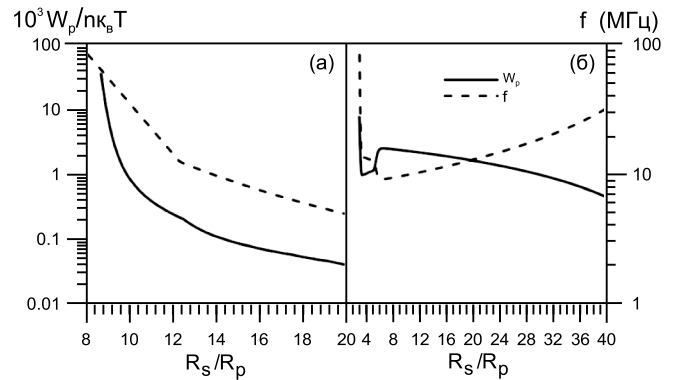


Рис 6. Изменение в зависимости от высоты источника плотности энергии плазменных волн, необходимой для получения на уровне Земли потока радиоизлучения в 1 Ян (сплошная линия), при генерации на удвоенной плазменной частоте и частота принимаемого излучения (штриховая линия) в случае умеренного (а) и интенсивного (б) звездного ветра.

плазменного механизма от параметров плазмы. В частности, при увеличении уносимой ветром массы звезды с 10^{11} г с^{-1} (умеренный звездный ветер) до $2 \times 10^{13} \text{ г с}^{-1}$ (интенсивный звездный ветер) область с плотной плазмой ($\geq 10^8 \text{ г с}^{-1}$) оказывается сосредоточенной вблизи экзопланеты на расстоянии $\leq 2.5 R_p$, за пределами которой происходит резкое уменьшение концентрации плазмы приблизительно на два порядка с формированием “плато”. Эти изменения, в свою очередь, отражаются на эффективности плазменного механизма. Так, при интенсивном звездном ветре плотность энергии плазменных волн, необходимая для генерации одного и того же по величине потока радиоизлучения на первой гармонике приблизительно на порядок ниже, чем при умеренном. В то время

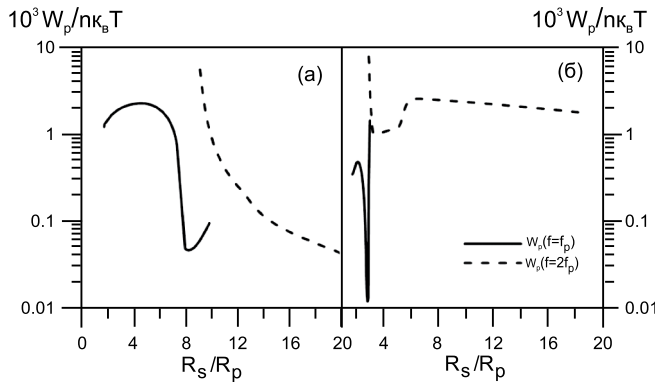


Рис 7. Относительная плотность энергии плазменных волн, необходимая для получения на уровне Земли потока радиоизлучения в 1 Ян в диапазоне частот выше частоты отсечки $f_{\text{cut}} \approx 8$ МГц при рэлеевском (сплошная линия) и комбинационном (штриховая линия) рассеянии в случае умеренного (а) и интенсивного (б) звездного ветра.

как при генерации на удвоенной плазменной частоте требуемая плотность плазменных волн ниже при умеренном ветре. Последнее обусловлено заметным уменьшением частоты кулоновских столкновений за пределами области генерации и уменьшением поглощения радиоизлучения в плазмосфере экзопланеты. Что касается частотного интервала радиоизлучения, доступного для регистрации на Земле современными радиоастрономическими средствами, то с ростом интенсивности звездного ветра при наиболее благоприятных условиях по плотности энергии плазменных волн, $W_p \leq 10^{-3} n k_B T$, этот интервал смещается в область более высоких частот. Для рассматриваемых в работе значений интенсивности звездного ветра 10^{11} г с $^{-1}$ и 2×10^{13} г с $^{-1}$ частотный интервал радиоизлучения смещается примерно с 8–20 МГц до 20–100 МГц.

Радиоизлучение, которое можно наблюдать на частотах выше частоты отсечки в земной ионосфере $f_{\text{cut}} \approx 8$ МГц, формируется в различных областях плазмосферы планеты разными механизмами конверсии (рис. 7). При одинаковых требованиях к энергии плазменных волн конверсия за счет рассеяния на тепловых частицах преобладает в источниках, располагающихся вблизи экзопланеты, на расстоянии от поверхности $R \approx (4-10)R_p$ в зависимости от интенсивности звездного ветра. В источниках, располагающихся за этой границей, конверсия происходит за счет комбинационного рассеяния.

В данной работе мы рассмотрели только один аспект влияния звездного ветра на плазменный механизм генерации радиоизлучения, доступного для наблюдения, обусловленный перестройкой плазмосферы экзопланеты при изменении

интенсивности звездного ветра. В то же время эффективность плазменного механизма также зависит и от энергии ускоренных частиц, возбуждающих плазменные волны. Источником энергии ускоренных частиц может служить звездный ветер, и вариация его интенсивности приведет к вариациям потока генерируемого этими частицами радиоизлучения. Такие вариации можно наблюдать, например, у радиоизлучения Юпитера. Его радиоизлучение в километровом и гектометровом диапазонах демонстрирует корреляцию с солнечным ветром. Однако в декаметровом диапазоне ситуация не такая однозначная. В этом диапазоне существуют две компоненты радиоизлучения. Одна из которых коррелирует с солнечным ветром, но другая, так называемое Ио-связанное излучение, коррелирует с положением спутника Ио на его орбите, а не с солнечным ветром. В последнем случае ускорение излучающих частиц обусловлено взаимодействием спутника Ио с магнитным полем планеты. Аналогичная корреляция наблюдается и с другими спутниками Юпитера, например, с Европой. По аналогии между системами Юпитер-его спутники и системой звезда-экзопланета можно ожидать, что аналогичные механизмы ускорения реализуются и в плазмосфере экзопланеты. Решение задачи об источнике энергии для излучающих частиц требует специального рассмотрения, которое находится за рамками данной работы. Здесь мы только рассмотрели, как меняются наши оценки при изменении энергии излучающих частиц, не анализируя причины этого изменения.

В целом наш анализ показывает, что плазменный механизм генерации способен обеспечить генерацию доступного для регистрации на Земле радиоизлучения экзопланеты при достаточно мягких ограничениях на параметры плазмосферы при любой интенсивности звездного ветра. Изменение силы звездного ветра может проявляться в смещении частотного спектра регистрируемого радиоизлучения, что позволит использовать его как индикатор активности материнской звезды.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 23-22-00014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буркхарт, Лоеб (B. Burkhart and A. Loeb), *Astrophys. J.* **849**, L10 (2017).
2. Вебер и др. (C. Weber, H. Lammer, I.F. Shaikhislamov, J.M. Chadney, M.L. Khodachenko, J.-M. Grießmeier, H.O. Rucker, C. Vocks, et al.), *MNRAS* **469**, 3505 (2017).
3. Вебер и др. (C. Weber, N.V. Erkaev, V.A. Ivanov, P. Odert, J.-M. Grießmeier, L. Fossati, H. Lammer, and H.O. Rucker), *MNRAS* **480**, 3680 (2018).

4. Видотто, Донати (A.A. Vidotto and J. Donati), *Astron. Astrophys.* **602**, A39 (2017).
5. Ву, Ли (C.S. Wu and L.C. Lee), *Astrophys. J.* **230**, 621 (1979).
6. Гинзбург В.Л., Распространение электромагнитных волн в плазме (М.: Наука, 1967).
7. Го (J.H. Guo), *Astrophys. J.* **733**, id. 98 (2011).
8. Гриссмайер и др. (J.-M. Grießmeier, S. Preussec, M. Khodachenkod, et al.), *Planet. Space Sci.* **55**, 618 (2007a).
9. Гриссмайер и др. (J.-M. Grießmeier, P. Zarka, and H. Spreewu), *Astron. Astrophys.* **475**, 359 (2007b).
10. Жардин, Камерон (M. Jardine and A.C. Cameron), *Astron. Astrophys.* **490**, 843 (2008).
11. Железняков В.В., Излучение в астрофизической плазме (М.: Янус К, 1997).
12. Железняков В.В., Зайцев В.В., Злотник Е.Я., Письма в Астрон. журн. **38**, 660 (2012) [V.V. Zeleznyakov et al., *Astron. Lett.* **38**, 589 (2012)].
13. Зайцев, Степанов (V.V. Zaitsev and A.V. Stepanov), *Astron. Astrophys.* **45**, 135 (1975).
14. Зайцев, Степанов (V.V. Zaitsev and A.V. Stepanov), *Solar Phys.*, **88**, 297 (1983).
15. Зайцев В.В., Степанов А.В., Изв. ВУЗов Радиофизика **59**, 966 (2016).
16. Зайцев, Шапошников (V.V. Zaitsev and V.E. Shaposhnikov), *MNRAS* **513**, 4082 (2022).
17. Зарка (P. Zarka), *Planet. Space Sci.* **55**, 598 (2007).
18. Мелроуз и др. (D.B. Melrose, G.A. Dulk, and R.G. Hewitt), *J. Geophys. Res.* **89**, 897 (1984).
19. Наранг и др. (M. Narang, P. Manoj, C.H. Ishwara Chandra, J. Lazio, Th. Henning, M. Tamura, B. Mathew, N. Ujwal, and P. Mandal), *MNRAS* **500**, 4818 (2021).
20. Наранг и др. (M. Narang, A.V. Oza, K. Hakim, P. Manoj, R.K. Banyal, and D.P. Thorngren), *MNRAS* **165**, id. 1 (2023).
21. Николс, Милан (J.D. Nichols and S.E. Milan), *MNRAS* **461**, 2353 (2016).
22. Руменских и др. (M.S. Rumenskikh, I.F. Shaikhislamov, M.L. Khodachenko, H. Lammer, I.B. Miroschnichenko, A.G. Berezutsky, and L. Fossati), *Astrophys. J.* **927**, id. 238 (2022).
23. Селхорст и др. (C. Selhorst, C.L. Barbosa, P.J.A. Simões, A.A. Vidotto, and A. Valio), *Astrophys. J.* **895**, id. 62 (2020).
24. Тернпенни и др. (S. Turnpenney, J.D. Nichols, G.A. Wynn, and M.R. Burleigh), *Astrophys. J.* **854**, id. 72 (2018).
25. Тернпенни и др. (S. Turnpenney, J.D. Nichols, G.A. Wynn, and X. Jia), *MNRAS* **494**, 5044 (2020).
26. Цытович В.Н., *Теория турбулентной плазмы* (М.: Атомиздат, 1971).
27. Шапошников и др. (V.E. Shaposhnikov, G.V. Litvinenko, V.V. Zaitsev, V.V. Zakharenko, and A.A. Konovalenko), *Astron. Astrophys.* **645**, A31 (2021).

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРЕДПОЛАГАЕМЫХ МЕСТ ПОСАДКИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ЛУНУ

© 2024 г. Ю. С. Бондаренко¹*, Д. А. Маршалов¹, Б. М. Зиньковский², А. Г. Михайлов¹

¹Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

²АО “ОКБ МЭИ”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 04.07.2023 г.

После доработки 27.11.2023 г.; принята к публикации 26.12.2023 г.

Представлены новые радиолокационные изображения и поляриметрические данные предполагаемых мест посадки российского космического аппарата Луна-25 вблизи кратеров Манцини и Богуславский в южном полярном регионе Луны. Изображения были получены с использованием 64-м антенны ТНА-1500 Центра космической связи ОКБ МЭИ “Медвежий озёра” и 13.2-м радиотелескопа РТ-13 Обсерватории “Светлое” ИПА РАН, в бистатической конфигурации на длине волны 4.2 см. На этой длине волны радиолокационные сигналы могут проникать в реголит на глубину до 1 м и чувствительны к поверхностным и взвешенным породам диаметром около 1 см и более. Пространственное разрешение порядка 80 м было достигнуто за счет алгоритма фокусированной обработки, позволяющего избежать размытия радиолокационного изображения при длительном времени интегрирования. Измерения шумовой температуры приемной системы на протяжении всего сеанса наблюдений обеспечили надежную оценку отношения круговых поляризаций (*CPR*) эхо-сигнала. Анализ полученных радиолокационных изображений выявил области с высоким радиолокационным рассеянием и *CPR*. Проведена оценка количества и распределения камней и неровностей, соразмерных длине волны излучения, на поверхности и в приповерхностном слое реголита. В результате проведенного анализа радиолокационных данных сделан вывод, что поверхность и приповерхностный слой реголита основного района более гладкие, чем у резервного, что делает его предпочтительным для предполагаемой посадки. Таким образом, полученные в результате работы новые радиолокационные изображения и карты *CPR* могут быть использованы при планировании будущих лунных миссий.

Ключевые слова: Луна, Луна-25, места посадки, радиолокационные изображения, радиолокационное рассеяние, отношение круговых поляризаций.

DOI: 10.31857/S0320010824010096, **EDN:** OQXKWN

ВВЕДЕНИЕ

В 2023 г. была запланирована посадка автоматической межпланетной станции Луна-25 в районе южного полюса Луны для исследования верхнего слоя поверхности, экзосферы, построения карты неоднородности поверхности и отработки технологий безопасной посадки в области с неровным рельефом (Митрофанов и др., 2021). Район посадки выбирался исходя из широты места, массовой доли воды в верхнем слое реголита, гладкости и уклона поверхности, лишенной, по возможности, крупных камней, представляющих серьезную угрозу для спускаемого космического аппарата (КА). По этим критериям, были выбраны основной и резервный районы посадки, расположенные вблизи кратеров Богуславский и Манцини (Дьячкова и др., 2017). Эти районы определены “эллипсами разброса” ожидаемых точек посадки относительно

“точки прицеливания” и имеют главные оси 30 км вдоль местного меридиана и 15 км вдоль местной параллели с селенографическими координатами центров 69.55° ю.ш., 43.54° в.д. и 68.77° ю.ш., 21.21° в.д. соответственно. При выборе площадок использовались данные нейтронных измерений прибора LEND (Lunar Exploration Neutron Detector), а также цифровые модели рельефа, полученные с помощью оптических камер инструмента LROC (Lunar Reconnaissance Orbiter Camera) и лазерного альтиметра LOLA (Lunar Orbiter Laser Altimeter), установленных на борту КА LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter) (Дьячкова и др., 2021). Однако авторы работы не учитывали радиолокационные измерения, которые позволяют исследовать физические свойства поверхности и приповерхностного слоя реголита. Такие данные, например, были получены с помощью инструмента Mini-RF (Miniature Radio-Frequency), также размещенного на КА LRO (Нозет и др., 2010) и 300-м локатора

* Электронный адрес: bondarenko@iaaras.ru

обсерватории “Аресибо”. В результате серии наблюдений на длине волны 12.6 см, выполненных с 2012 по 2015 г., были получены радиолокационные изображения и поляризационные данные различных районов видимой стороны Луны с разрешением порядка 100 м (Паттерсон и др., 2017). Ранее, до появления КА LRO был проведен ряд наземных радиолокационных бистатических наблюдений Луны с использованием локатора обсерватории “Аресибо” и 100-м радиотелескопа обсерватории “Грин-Бэнк” на длинах волн 70 см (Кэмпбелл и др., 2007) и 12.6 см (Кэмпбелл и др., 2010). Результатом этих экспериментов стали радиолокационные карты порядка 70% поверхности видимой стороны Луны с пространственным разрешением, усредненным до 80 м на пиксель.

В данной работе получены новые радиолокационные изображения и поляризационные данные для основного и резервного районов посадки КА Луна-25 с пространственным разрешением порядка 80 м на длине волны 4.2 см. В статье представлены технические подробности эксперимента, описан метод получения радиолокационных изображений, выполнено сравнение полученных данных с оптическими изображениями камеры LROC и по результатам анализа поляризационных измерений дана оценка количества и распределения камней и неровностей, соразмерных длине волны излучения, на поверхности и в приповерхностном слое реголита.

ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Радиолокационные бистатические наблюдения основного и резервного районов посадки КА Луна-25 проводились с использованием 64-м антенны ТНА-1500 Центра космической связи ОКБ МЭИ “Медвежьи озёра” и 13.2-м радиотелескопа РТ-13 Обсерватории “Светлое” ИПА РАН. Основными задачами антенны ТНА-1500 являются управление космическими аппаратами в ближнем и дальнем космосе и радиоастрономические исследования (Жуков и др., 2023). Ее технические средства обеспечивают передачу радиолокационного сигнала мощностью до 2 кВт в диапазоне частот 7145–7235 МГц. Радиотелескоп РТ-13 используется в основном для проведения астрометрических наблюдений внегалактических радиоисточников в составе российской РСДБ-сети “Квазар-КВО” (Шуйгина и др., 2019). РТ-13 оснащен высокочувствительным трехдиапазонным приемником, обеспечивающим регистрацию сигналов шириной до 512 МГц в диапазоне частот от 7 до 9.5 ГГц (Евстигнеев и др., 2020).

Радиолокационные наблюдения проводились 30 марта 2023 г. с 14:00 до 16:00 UTC, когда южный полюс Луны был максимально повернут к Земле.

Антенна ТНА-1500 облучала поверхность Луны модулированным сигналом мощностью 1.5 кВт в левой круговой поляризации на длине волны 4.2 см (7190 МГц), а радиотелескоп РТ-13 принимал отраженные эхо-сигналы. При этом размер облучаемой области на поверхности Луны в текущей бистатической конфигурации определялся проекцией главного лепестка диаграммы направленности 64-м антенны и составлял порядка 300×600 км. Селенографические координаты цели (65.0° ю.ш., 30.0° в.д.) были выбраны так, чтобы оба района посадки, расположенные на расстоянии порядка 250 км друг от друга, одновременно попадали в облучаемую область. Сопровождение цели на всем интервале наблюдений проводилось по заранее вычисленным эфемеридам (Маршалов и др., 2018) для каждой из антенных систем.

Излучаемый сигнал модулировался с использованием двоичной фазовой манипуляции, при которой фаза несущей частоты принимает одно из двух значений, 0 или π , через интервалы времени $\tau = 0.5$ мкс в соответствии с повторяющейся псевдослучайной последовательностью длиной 32767 элементов (бодов). Для регистрации отраженного сигнала в диапазоне частот от 7186 до 7194 МГц мы использовали два канала приемной системы радиотелескопа РТ-13 с левой и правой круговыми поляризациями, поскольку при отражении от гладких, обращенных к радару участков поверхности с размерами, сопоставимыми с длиной волны излучения, круговая поляризация эхо-сигнала меняется на противоположную (зеркальная компонента), а вследствие многократных отражений и диффузного рассеяния на шероховатых поверхностях — совпадает с излученной (диффузная компонента). Отношение мощности диффузной компоненты эхо-сигнала к зеркальной (*CPR* — Circular Polarization Ratio) является мерой шероховатости, количества камней и состава материалов на Лунной поверхности и в толще реголита. Малые значения *CPR* свидетельствуют о гладких на масштабах длины волны поверхностях, а значения *CPR*, приближающиеся к 1, указывают на поверхности с большим диффузным рассеянием, такие как каменные выбросы молодых ударных кратеров и покрытые трещинами застывшие лавовые потоки (Кэмпбелл, 2012). Таким образом, величина *CPR* позволяет судить о физических характеристиках исследуемой области. Для надежной оценки *CPR* мы проводили измерения шумовой температуры в каналах приемной системы с левой и правой круговыми поляризациями в течение всего сеанса наблюдений. Шумовые температуры обоих каналов во время сопровождения Луны имели близкие значения и в среднем на сеансе составляли 131 К с отклонением не более 5%. Сигналы обоих поляризаций усиливались и когерентно переносились приемной системой в диапазон

промежуточных частот от 1346 до 1354 МГц, затем оцифровывались системой преобразования сигналов (Носов и др., 2021) и сохранялись на сервере со скоростью 32 Мбит/с для каждого канала. Для обеспечения когерентности записываемых данных передающая антенна ТНА-1500 и радиотелескоп РТ-13 были синхронизированы с водородными стандартами времени и частоты, расположенными на каждой из площадок.

Для получения радиолокационных изображений записанный сигнал коррелировался с синтезированным модельным эхо-сигналом. Применяя к результату корреляции быстрое преобразование Фурье (БПФ), мы получали информацию о мощности и доплеровском сдвиге по частоте компонентов эхо-сигнала на соответствующей временной задержке, формируя тем самым радиолокационное изображение. Пространственное разрешение радиолокационного изображения поверхности Луны по задержке Δr определяется длительностью боды τ и углом между лучом зрения и нормалью к поверхности θ по формуле $\Delta r = c\tau/2\sin\theta$, где c — скорость света. Разрешение по доплеровской частоте задается исключительно длиной БПФ. Таким образом, для выбранных параметров модуляции пространственное разрешение радиолокационного изображения в центре облучаемой области составило около 80 м на пиксел по задержке, при $\theta \approx 69^\circ$. Соответствующее разрешение по оси доплеровских частот было достигнуто интегрированием эхо-сигнала в течение 250 с. Чтобы избежать размытия радиолокационного изображения при таком длительном времени интегрирования, мы использовали метод фокусировки, позволяющий компенсировать изменение задержки и доплеровского смещения частоты в выбранной точке в соответствии с эфемеридными данными (Стэйси, 1993). Поскольку радиолокационные изображения формируются в специфической системе координат на основе временной задержки компонентов эхо-сигнала и их доплеровского сдвига по частоте относительно сопровождаемой цели, то это затрудняет их анализ и сравнение с изображениями на других длинах волн. Мы преобразовали временную задержку и частоту эхо-сигнала к селенографической широте и долготе, используя линейную интерполяцию по известным узловым значениям, полученным по эфемеридным данным (Павлов и др., 2023). Это позволило более точно сопоставить исследуемые области на радиолокационных и оптических изображениях.

В результате обработки наблюдений мы получили радиолокационные изображения поверхности Луны для зеркальной и диффузной компонент эхо-сигнала (см. рис. 1) соответственно с пространственным разрешением около 80 м на пиксель. Изображения привязаны к селенографической системе координат и представлены

в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны. На изображениях отмечены предполагаемые основной (1) и резервный (2) районы посадки КА Луна-25, которые определены эллипсами размерами 30×15 км. Используя полученные значения мощности каждой из компонентов эхо-сигнала, мы также вычислили значения *CPR* для соответствующих селенографических координат радиоизображения.

АНАЛИЗ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Почти вся Луна покрыта слоем реголита, который образовался в результате падения метеороидов и воздействия космического излучения на ее поверхность. Этот слой состоит из скальных обломков и камней разного диаметра, находящихся на поверхности и взвешенных в мелкозернистой пыли. Новые поля камней образуются в основном при ударах в коренные породы. Со временем крупные камни разрушаются, а слой реголита утолщается, покрывая их осколки. Толщина реголита зависит от возраста поверхности и варьируется от нескольких метров на равнинах молодых лунных морей до десятков метров в более старых горных районах (Маккей и др., 1991; Вилкоккс и др., 2005). Обратное радиолокационное рассеяние в реголите возникает на границах между материалами с разными диэлектрическими свойствами. Сигналы отражаются от обломков и камней на поверхности и под ней, пустот, трещин и подложки коренных пород, размер которых превышает примерно одну десятую длины волны излучения. Глубина проникновения радиолокационных сигналов зависит от тангенса угла потерь и диэлектрической проницаемости реголита, а также от длины волны излучения радара (Карриер и др., 1991). Коротковолновые сигналы X диапазона частот могут проникать в реголит на глубину от 40 см до 4 м, рассеиваясь обратно на структурах сантиметрового масштаба, в то время как более длинноволновые сигналы проникают на десятки метров, достигая коренных пород (Кэмпбелл и др., 1997).

На рис. 1 радиолокационное изображение напоминает фотографию в оптическом диапазоне. На нем заметны крупные формы рельефа, а также имеются тени, которые удлиняются к югу по мере увеличения угла падения сигнала θ . Изображение зеркальной компоненты эхо-сигнала, в отличие от диффузной, — более яркое, поскольку содержит большую часть отраженной мощности. Однако на изображении диффузной компоненты отчетливо видны отдельные яркие области, которым соответствует многократное переотражение сигнала на неоднородностях, сопоставимых с длиной волны. Карты значений *CPR* для таких областей позволяют оценить количество и распределение камней на поверхности и в приповерхностном слое реголита.

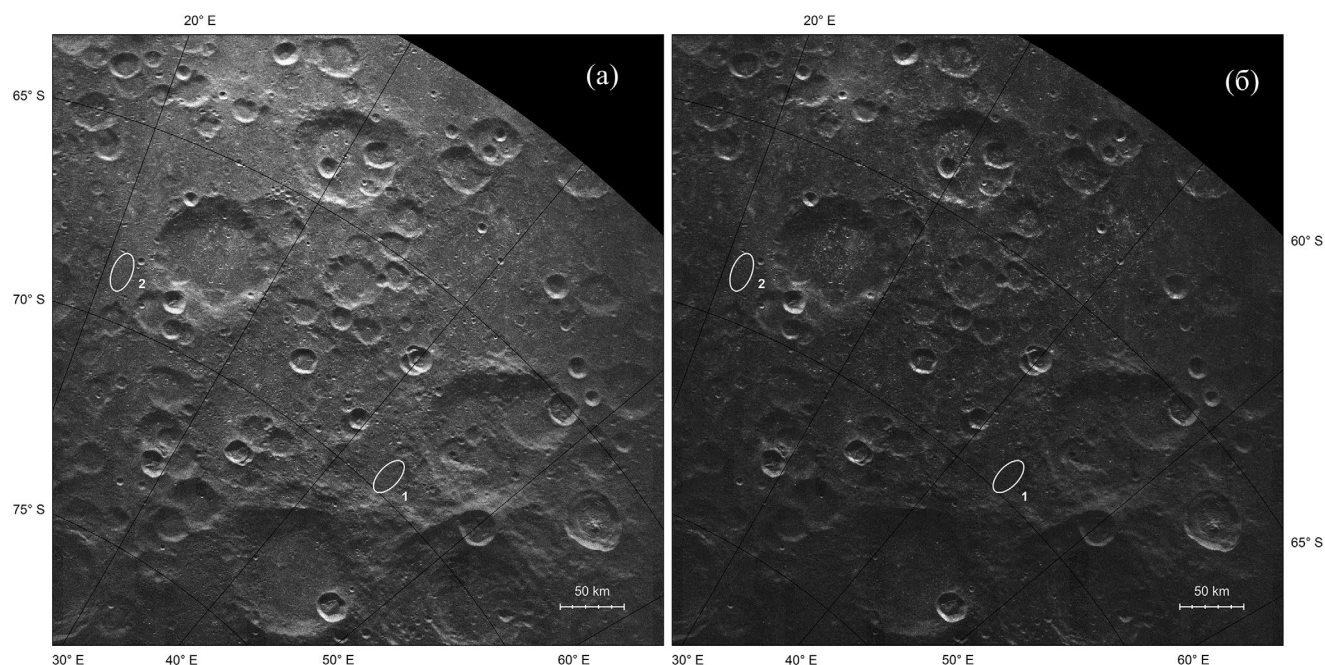


Рис. 1. Радиолокационные изображения зеркальной (а) и диффузной (б) компонент эхо-сигнала. Предполагаемые основной (1) и резервный (2) “эллипсы разброса” мест посадки КА Луна-25. Изображения привязаны к селенографической системе координат и представлены в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны.

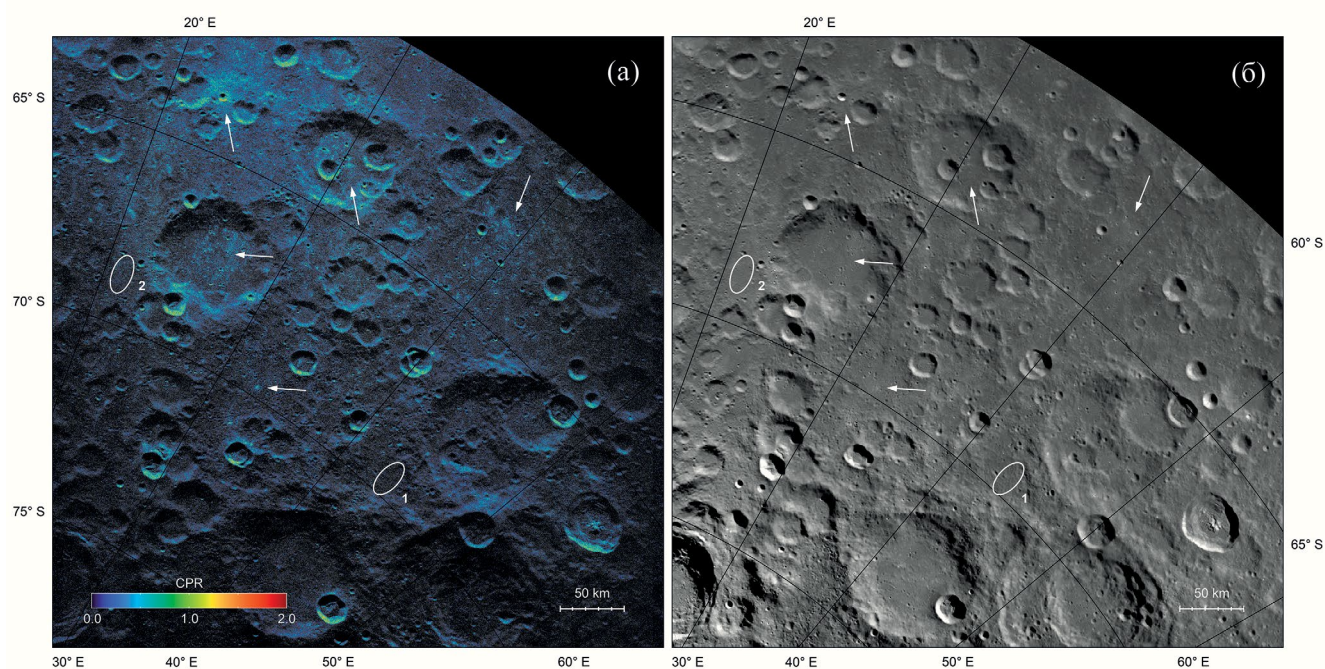


Рис. 2. Радиолокационное изображение зеркальной компоненты эхо-сигнала с наложенными значениями *CPR* (а) и изображение, полученное с помощью оптических камер инструмента LROC (б). Предполагаемые основной (1) и резервный (2) “эллипсы разброса” мест посадки КА Луна-25. Изображения привязаны к селенографической системе координат и представлены в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны.

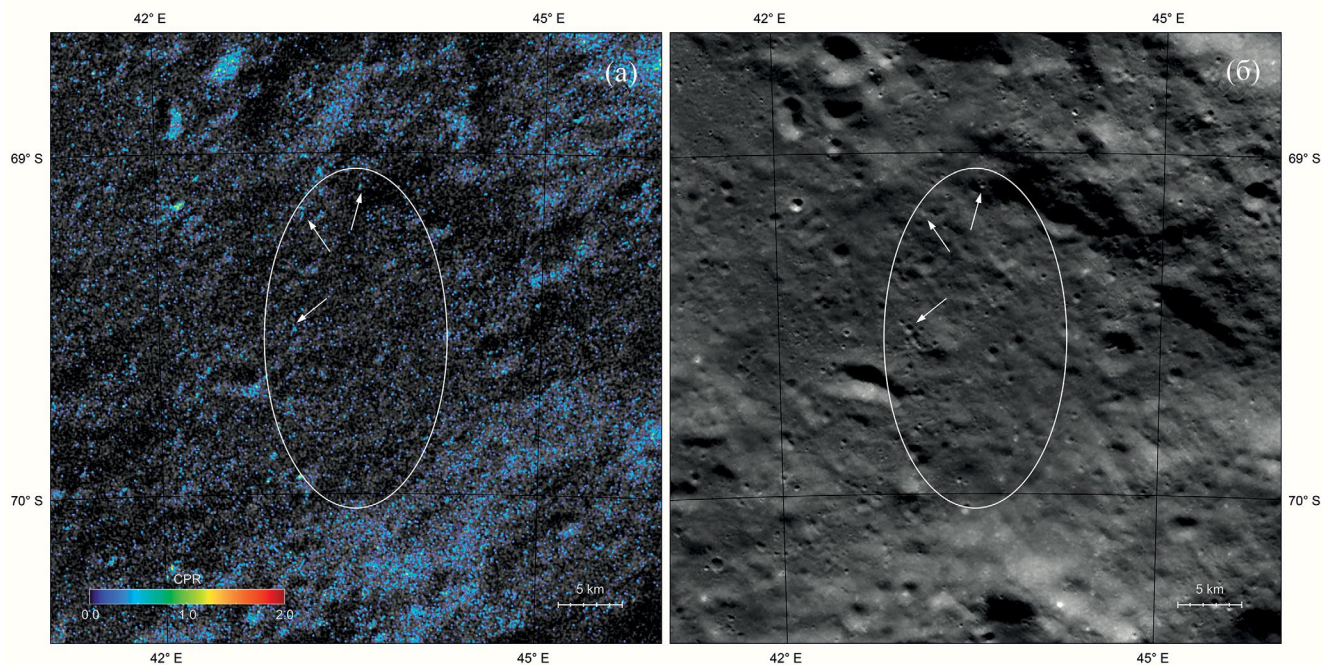


Рис. 3. Радиолокационное изображение зеркальной компоненты эхо-сигнала с наложенными значениями *CPR* (а) и изображение, полученное с помощью оптических камер инструмента LROC (б). Белым цветом обозначен “эллипс разброса” предполагаемого основного района посадки КА Луна-25. Изображения привязаны к селенографической системе координат и представлены в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны.

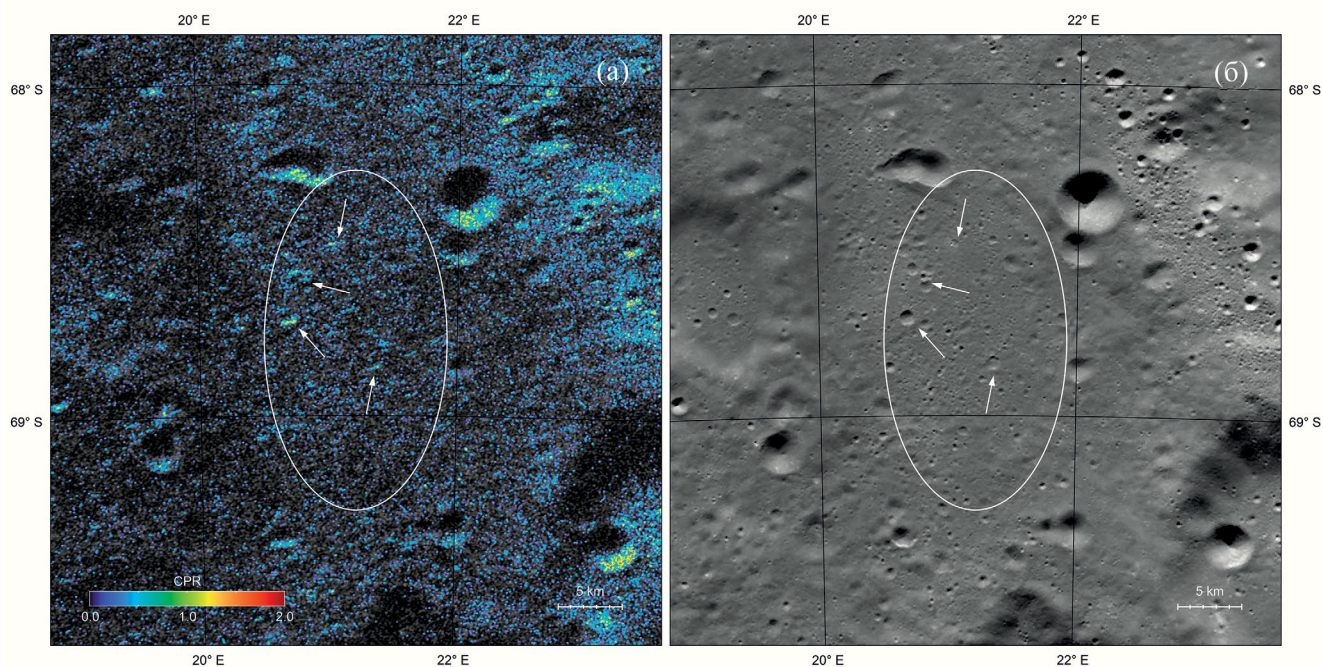


Рис. 4. Радиолокационное изображение зеркальной компоненты эхо-сигнала с наложенными значениями *CPR* (а) и изображение, полученное с помощью оптических камер инструмента LROC (б). Белым цветом обозначен “эллипс разброса” предполагаемого резервного района посадки КА Луна-25. Изображения привязаны к селенографической системе координат и представлены в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны.

Мы наложили значения *CPR* на радиолокационное изображение зеркальной компоненты эхо-сигнала (рис. 2а) и сравнили с изображением, полученным с помощью оптических камер инструмента LROC (Робинсон и др., 2010) (рис. 2б). Оба изображения приведены в селенографической системе координат в ортографической проекции с центром в южном полюсе Луны и в одинаковом масштабе. На рис. 2а значения *CPR* отображаются в диапазоне от 0 до 2, причем нулевым значениям соответствуют области, находящиеся в радиолокационной тени, а для областей с экстремально сильным диффузным рассеянием значения доходят до 1.8. Стрелками отмечены места с относительно высокими значениями *CPR*, некоторые из которых коррелируют с соответствующими местами на оптическом изображении, а другие — нет. Эти различия связаны с тем, что часть камней находится на поверхности реголита и заметна на оптическом изображении, а другая часть присутствует в толще реголита на глубине проникновения радиолокационного сигнала.

Нами была проведена оценка количества и распределения значений *CPR* внутри основного и резервного “эллипсов разброса” предполагаемых мест посадки КА Луна-25. На рис. 3 и 4 представлены радиолокационные карты *CPR* и оптические изображения мест посадки в увеличенном масштабе. Для основного района посадки камни и неровности размером от нескольких сантиметров распределены достаточно равномерно и занимают не менее 7% от общей площади. Отмеченные стрелками максимальные значения *CPR* внутри этой области не превышают 0.65. В северной части резервного района стрелками обозначены отдельные плотные области с высокими значениями *CPR*, достигающими до 1.45. По всей видимости, это связано с наличием выбросов из более крупных молодых кратеров. При этом камни и неровности, соразмерные длине волны излучения, занимают более 15% площади эллипса.

ВЫВОДЫ

В работе получены новые радиолокационные изображения и поляриметрические данные для основного и резервного районов посадки КА Луна-25 вблизи кратеров Манчини и Богуславский на длине волны 4.2 см с пространственным разрешением около 80 м. Анализ полученных радиолокационных изображений выявил области с высоким радиолокационным рассеянием и *CPR*. Проведена оценка количества и распределения камней и неровностей, соразмерных длине волны излучения, на поверхности и в приповерхностном слое реголита на глубине до 1 м. Показано, что внутри основного “эллипса разброса” камни распределены более равномерно и занимают меньшую площадь по сравнению с резервным эллипсом. Средние

значения *CPR* в пределах резервного эллипса заметно выше, чем в основном, что, очевидно, связано с наличием выбросов камней из более крупных молодых кратеров. При этом часть камней находится на поверхности реголита и заметна на оптическом изображении, а другая часть присутствует в толще реголита на глубине проникновения радиолокационного сигнала. Поверхность, кажущаяся гладкой в видимом диапазоне, может скрывать камни, обломки и пустоты размером более 50 см, находящиеся на небольшой глубине и представляющие серьезную угрозу для спускаемого КА. В результате проведенного анализа радиолокационных данных можно сделать вывод, что поверхность и приповерхностный слой реголита основного района более гладкие, чем у резервного, что делает его предпочтительным для предполагаемой посадки. Таким образом, полученные в результате работы новые радиолокационные изображения и карты *CPR* могут быть использованы при планировании будущих лунных миссий.

Авторы выражают благодарность техническому персоналу Центра космической связи ОКБ МЭИ “Медвежьи озёра” и Обсерватории “Светлое” ИПА РАН за помощь в организации и проведении радиолокационных наблюдений Луны.

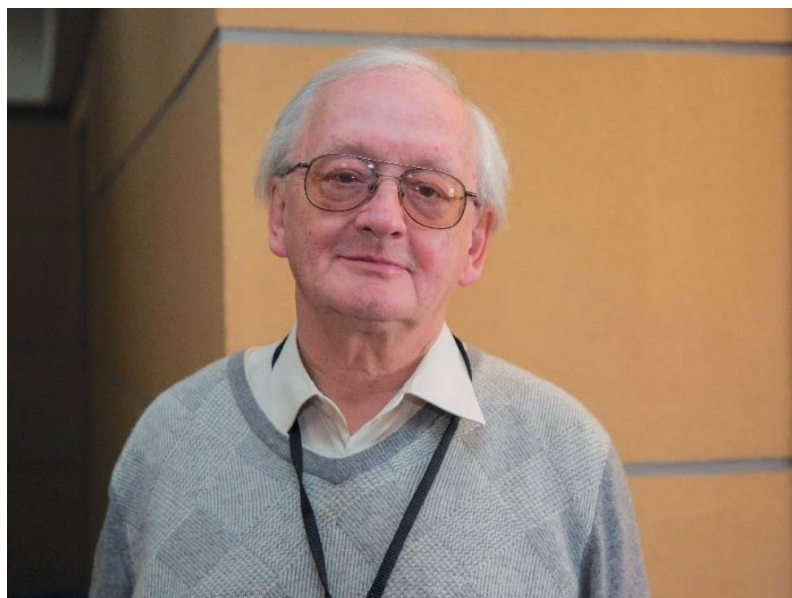
Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-22-00254).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилкоккс и др. (B.B. Wilcox, M.S. Robinson, P.C. Thomas, and B.R. Hawke), *Meteorit Planet Sci.* **40**, 695 (2005).
2. Дьячкова М.В., Литвак М.Л., Митрофанов И.Г., Санин А.Б., *Астрон. вестник* **51**, 204 (2017) [M.V. Djachkova, M.L. Litvak, I.G. Mitrofanov, A.B. Sanin, *Sol. Syst. Res.* **51**, 185 (2017)].
3. Дьячкова М.В., Митрофанов И.Г., Санин А.Б., Литвак М.Л., Третьяков В.И. *Астрон. вестник* **55**, 522 (2021) [M.V. Djachkova, I.G. Mitrofanov, A.B. Sanin, M.L. Litvak, V.I. Tret'yakov, *Sol. Syst. Res.* **55**, 509 (2021)].
4. Евстигнеев и др. (A.A. Evstigneev, V.K. Chernov, O. Eu. Evstigneeva, I.A. Ipatova, Yu. Yu. Khvostov, A.P. Lavrov, I.A. Pozdnyakov, Yu.V. Vekshin, et al.), *Trans. of IAA RAS.* **55**, 36 (2020).
5. Жуков А.О., Иванов К.А., Бондарева М.К., Горовой Д.С., *Сиб. аэрокосмич. журн.* **24**, 99 (2023) [A.O. Zhukov, K.A. Ivanov, M.K. Bondareva, D.S. Gorovoy, *Sib. Aerospace J.* **24**, 99 (2023)].
6. Карриер и др. (W.D. Carrier, G.R. Olhoeft, and W. Mendell.), *Lunar Sourcebook, A User's Guide to the Moon* (Ed. G.H. Heiken, D.T. Vaniman, B.M. French: Cambridge Univer. Press, 1991), p. 475.

7. Кэмпбелл и др. (B.A. Campbell, B.R. Hawke, and T.W. Thompson), *J. Geophys. Res.* **102**, 19307 (1997).
8. Кэмпбелл и др. (B.A. Campbell, D.B. Campbell, J.L. Margot, R.R. Ghent, M. Nolan, J. Chandler, L.M. Carter, and N.J.S. Stacy), *IEEE Trans.* **45**, 4032 (2007).
9. Кэмпбелл и др. (B.A. Campbell, L.M. Carter, D.B. Campbell, M. Nolan, J. Chandler, R.R. Ghent, B.R. Hawke, R.F. Anderson, and K. Wells), *Icarus* **208**, 565 (2010).
10. Кэмпбелл (B.A. Campbell), *J. Geophys. Res.* **117**, E06008 (2012).
11. Маккей и др. (D.S. McKay, G. Heiken, A. Basu, G. Blanford, S. Simon, R. Reedy, B.M. French, and J. Papike), *Lunar Sourcebook, A User's Guide to the Moon* (Ed. G.H. Heiken, D.T. Vaniman, B.M. French: Cambridge Univer. Press, 1991), p. 285.
12. Маршалов Д.А., Бондаренко Ю.С., Медведев Ю.Д., Вавилов Д.Е., Зотов М.Б., Михайлов А.Г., ПТЭ **4**, 111 (2018) [D.A. Marshalov, Yu.S. Bondarenko, Yu.D. Medvedev, D.E. Vavilov, M.B. Zotov, A.G. Mikhailov, *Instrum. Exp. Tech.* **61**, 577 (2018)].
13. Митрофанов И.Г., Зеленый Л.М., Третьяков В.И., Калашников Д.В., *Астрон. вестник* **55**, 497 (2021) [Mitrofanov I.G., Zelenyi L.M., Tret'yakov V.I., Kalashnikov D.V., *Sol. Syst. Res.* **55**, 485, (2021)].
14. Нозет и др. (S. Nozette, P. Spudis, B. Bussey, R. Jensen, K. Raney, H. Winters, C.L. Lichtenberg, W. Marinelli, et al.), *Space Sci. Rev.* **150**, 285 (2010).
15. Носов и др. (E. Nosov, D. Marshalov, L. Fedotov, and Y. Sheynman), *J. Instrument.* **16**, P05003 (2021).
16. Павлов С.Р., Бондаренко Ю.С., Маршалов Д.А., Труды ИПА РАН **67**, 3 (2023) [S.R. Pavlov, Yu.S. Bondarenko, and D.A. Marshalov, *Trans. of IAA RAS* **67**, 3 (2023)].
17. Паттерсон и др. (G.W. Patterson, A.M. Stickle, F.S. Turner, J.R. Jensen, D.B.J. Bussey, P. Spudis, R.C. Espiritu, R.C. Schulze, et al.), *Icarus* **283**, 2 (2017).
18. Робинсон и др. (M.S. Robinson, S.M. Brylow, M. Tschimmel, D. Humm, S.J. Lawrence, P.C. Thomas, B.W. Denevi, E. Bowman-Cisneros, et al.), *Space Sci. Rev.* **150**, 81 (2010).
19. Стэйси (N.J.S. Stacy), *High-resolution synthetic aperture radar observations of the moon* (Cornell Univ., Ithaca, NY, 1993).
20. Шуйгина и др. (N. Shuygina, D. Ivanov, A. Ipatov, I. Gayazov, D. Marshalov, A. Melnikov, S. Kurdubov, M. Vasilyev, et al.), *Geod. Geodyn.* **10**, 150 (2019).

ПАМЯТИ АЛЕКСЕЯ АЛЕКСАНДРОВИЧА СТАРОБИНСКОГО (19.04.1948–21.12.2023)



Безвременно ушел из жизни один из старейших членов редколлегии, заместитель главного редактора журнала “Письма в Астрономический журнал” (Astronomy Letters) Алексей Александрович Старобинский — выдающийся физик-теоретик, основоположник многих направлений исследований в области космологии, релятивистской астрофизики, классической и квантовой гравитации, главный научный сотрудник Института теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН.

Уже в 1971 г. вместе с Я. Б. Зельдовичем, его научным руководителем, Алексей Александрович получил фундаментальный результат — предсказал возможность эффективного рождения частиц в однородной анизотропной космологической модели, рассчитал число таких частиц и среднее значение тензора энергии-импульса квантовых полей. В дальнейшем он вместе с Я. Б. Зельдовичем показал (предвосхитив и инициировав таким образом работы С. Хокинга), что в соответствии с принципом неопределенности вращающиеся черные дыры должны рождать и испускать частицы.

Всемирную известность Алексею Александровичу принесли его работы по космологии. Он является одним из авторов (вместе с А. Гуттом и А. Д. Линде) теории инфляции, полагающей, что Вселенная на ранней стадии расширялась экспоненциально, при этом ее размер рос много быстрее скорости света. Алексей Александрович предложил первый последовательный сценарий инфляции (в 1979–1980 гг.), разработал модель стохастической инфляции, предсказал существование

первичных гравитационных волн и первым рассчитал их спектры, исследовал разогрев материи во Вселенной сразу после инфляции. Проверка этих теорий и их следствий давно стала важнейшей задачей современной наблюдательной космологии и входит в программы ведущих наземных и космических телескопов во всем мире.

Алексей Александрович предложил новое оригинальное описание космологической постоянной (L-члена), внес большой вклад в исследование физических свойств темной энергии и разработку моделей темной энергии в модифицированных скалярно-тензорных и $f(R)$ теориях гравитации. Над этими вопросами он активно работал в последние годы.

Как истинный представитель научной школы академика Я. Б. Зельдовича Алексей Александрович занимался не только “чистой теорией”, но и живо интересовался (и вникал во все тонкости) результатами современной наблюдательной астрофизики — от спектров возмущений микроволнового фона и поляризации реликтового излучения до свойств скоплений галактик и квазаров. В частности, он играл важную роль в определении задач астрофизической обсерватории “Спектр-РГ”, введенной в дальний космос, обсуждении стратегии измерения космологических параметров из ее наблюдений и в интерпретации наблюдений.

Алексей Александрович являлся одним из самых цитируемых отечественных физиков-теоретиков и астрофизиков. По данным базы Astrophysics Data System его работы цитировались более 42700 раз.

Несмотря на многочисленные лестные предложения из зарубежных научных центров Алексей Александрович после окончания с отличием в 1972 г. физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова всю жизнь проработал в Институте теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН (в том числе ученым секретарем в 1987–1990 гг., зав. сектором теории гравитации и космологии в 1990–1997 гг. и зам. директора в 1999–2003 гг.). В этом институте в 1975 г. он защитил кандидатскую диссертацию на тему “Квантовые эффекты и усиление волн в сильных гравитационных полях”.

В 1997 г. он был избран членом-корреспондентом РАН (будучи кандидатом наук!), в 2011 г. — академиком РАН. Также он был членом Национальной академии наук Германии “Леопольдина” (2010), иностранным членом Национальной академии наук Индии (Аллахабад, 2013), членом Норвежской академии естественных и гуманитарных наук (2014), иностранным членом Национальной академии наук США (2017) и Индийской национальной академии наук (Нью-Дели, 2017). Алексей Александрович был заслуженным членом Американского физического общества (2011), Почетным профессором Башкирского государственного педагогического университета (2012), Почетным доктором Казанского (Приволжского) федерального университета (2014), профессором факультета физики НИУ ВШЭ.

Алексей Александрович награжден медалью “За трудовую доблесть” (1986) и медалями ордена “За заслуги перед Отечеством” I и II степени (2009, 2024 посмертно). Среди его многочисленных научных премий и наград — премия им. А. А. Фридмана по космологии и гравитации РАН (1996), медаль им. А. А. Фридмана по фундаментальным исследованиям Пермского государственного университета (2013), золотая медаль А. Д. Сахарова РАН (2016), памятная медаль им. В. Я. Струве Главной (Пулковской) астрономической обсерватории (2019) и международная премия по теоретической физике им. И. Я. Померанчука ИТЭФ (2021).

Его пионерская роль в создании теории космической инфляции отмечена самыми престижными

премиями в мировой астрофизике и космологии: премией Кавли по астрофизике Норвежской академии естественных и гуманитарных наук и фонда Кавли (2014, совместно с А. Гуттом и А. Д. Линде) и премией фонда Грубера по космологии (2013, совместно с В. Ф. Мухановым). Он награжден и самой престижной наградой в области теоретической и математической физики — медалью Дирака от Международного центра теоретической физики им. Абдус Салама (2019, совместно с В. Ф. Мухановым и Р. А. Сюняевым), а также международной премией фонда Томалла (Швейцария) за выдающийся вклад в общую теорию относительности и гравитацию (2009, совместно с В. Ф. Мухановым), медалью Оскара Кляйна Шведской королевской академии наук и Стокгольмского университета (2010), медалью Амальди Итальянского гравитационного общества (2012, совместно с В. Ф. Мухановым), званием Офицера Национального ордена академических пальм (2017, Франция). Свою последнюю премию он получил в 2023 г. на Международной конференции по гравитации, астрофизике и космологии (совместно с К. Сато) за “вклад в теорию космической инфляции и предсказание появления гравитационных волн и загоризонтных флуктуаций, ведущих к зарождению крупномасштабной космической структуры”.

В редколлегии журнала “Письма в Астрономический журнал” Алексей Александрович играл важнейшую роль и как заместитель главного редактора, и как окончательный эксперт по всем вопросам, связанным с гравитацией и космологией, по многим другим вопросам теоретической астрофизики. Он внимательно знакомился даже с явно непроходными, любительскими рукописями и писал на них подробные отзывы. Решительно высказывал свое мнение в непростых ситуациях, так что по многим сложным, спорным вопросам его слово часто оказывалось определяющим. Нам его уже очень не хватает.

Светлая память о А. А. Старобинском навсегда останется в нашей памяти и памяти сотен других, хорошо его знавших ученых — теоретиков, астрофизиков, космологов.