

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 8

Август 2023



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 8, 2023

Оптическое отождествление скоплений галактик среди рентгеновских источников обзора СРГ/еРОЗИТА по данным о фотометрических оценках красных смещений галактик <i>И. А. Зазнобин, Р. А. Буренин, А. В. Мещеряков, М. Р. Гильфанов, Н. С. Лыскова, П. С. Медведев, С. Ю. Сазонов, Р. А. Сюняев</i>	517
Эффекты сильного рассеяния в излучении мягких гамма-всплесков <i>Е. М. Урвачев, Д. С. Шидловский, С. И. Блинников, С. И. Глазырин</i>	532
Сравнительное моделирование вспышки 2012b сверхновой 2009ip <i>Е. М. Урвачев, С. И. Блинников, С. И. Глазырин, Д. С. Шидловский</i>	541
О природе быстрой переменности показателей цвета звезды типа UX Ori RY Lupi в глубоких минимумах блеска <i>Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин</i>	552
SDSS J085414.02+390537.3 — новый асинхронный поляр <i>А. И. Колбин, М. В. Сусликов, В. Ю. Кочкина, Н. В. Борисов, А. Н. Буренков, Д. В. Опарин</i>	562
Объяснение аномальной вспышечной активности кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1. Гипотеза о наличии у кометы крупных спутников <i>Ю. Д. Медведев, С. Р. Павлов</i>	573

ОПТИЧЕСКОЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК СРЕДИ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ ОБЗОРА СРГ/еРОЗИТА ПО ДАННЫМ О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ОЦЕНКАХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ ГАЛАКТИК

© 2023 г. И. А. Зазнобин^{1,2*}, Р. А. Буренин^{1,2}, А. В. Мещеряков¹, М. Р. Гильфанов^{1,3}, Н. С. Лыскова¹, П. С. Медведев¹, С. Ю. Сазонов¹, Р. А. Сюняев^{1,3}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 08.08.2023 г.

После доработки 11.08.2023 г.; принята к публикации 11.08.2023 г.

Обсуждается алгоритм, с помощью которого отождествляются массивные скопления галактик, обнаруженные в обзоре всего неба СРГ/еРОЗИТА, и оцениваются их фотометрические оценки красных смещений. С этой целью используются данные фотометрических оценок красных смещений галактик и принудительной фотометрии *WISE*. Для оценки качества работы алгоритма использовалась выборка 634 массивных скоплений галактик из обзора космической обсерватории им. Планка с известными спектроскопическими красными смещениями в диапазоне $0.1 < z_{\text{spec}} < 0.6$. Точность определения фотометрических оценок красных смещений для этой выборки составила $\delta z_{\text{phot}}/(1 + z_{\text{phot}}) \approx 0.5\%$, доля больших отклонений — 1.3%. Показано, что эти большие отклонения возникают, в основном, из-за проекций скоплений галактик или других крупномасштабных структур на разных красных смещениях в поле рентгеновского источника. Измерение инфракрасных (ИК) светимостей скоплений галактик позволяет оценить надежность оптического отождествления скоплений, обнаруженных в обзоре СРГ/еРОЗИТА, а также получить дополнительное независимое измерение их полных гравитационных масс M_{500} . Показано, что оценка масс M_{500} скоплений галактик, полученная по данным измерений их ИК-светимости, имеет точность $\sigma_{\text{lg } M_{500}} = 0.124$, сравнимую с точностью оценки масс скоплений галактик по данным об их рентгеновской светимости.

Ключевые слова: скопления галактик, фотометрические оценки красных смещений.

DOI: 10.31857/S0320010823080065, **EDN:** 0IZHWM

ВВЕДЕНИЕ

Поиск и оптическое отождествление скоплений галактик — одна из важных задач внегалактической астрономии. Изучение свойств скоплений галактик позволяет изучать строение и эволюцию как самих скоплений галактик, так и Вселенной в целом. Изучение выборок скоплений галактик позволяет построить ограничение на параметры используемых космологических моделей Вселенной по измерению функции масс скоплений галактик (Вихлинин и др., 2009б; Сообщение Планка, 2014а, 2016б). Кроме того, исследование больших выборок скоплений позволит получить измерения барионных акустических осцилляций.

13 июля 2019 г. была запущена космическая обсерватория Спектр—Рентген—Гамма (СРГ, Сюняев и др., 2021). На борту обсерватории установлены два рентгеновских телескопа с оптикой косоугольного падения — еРОЗИТА (Предел и др., 2021) и АРТ-ХС (Павлинский и др., 2021), работающие в диапазонах энергий 0.2–8 и 4–30 кэВ соответственно. Изучение скоплений галактик — одна из основных задач обзора телескопа еРОЗИТА. По состоянию на март 2022 г. завершено четыре полных обзора всего неба. В обзоре телескопа еРОЗИТА, в области неба $0 < |l| < 180^\circ$, где за обработку данных обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА отвечают российские ученые, было обнаружено около 18 000 протяженных

*Электронный адрес: zaznobin@iki.rssi.ru

рентгеновских источников, большинство которых отождествляются со скоплениями галактик.

Нами была организована работа по оптическому отождествлению и спектроскопическим измерениям красных смещений массивных скоплений галактик из обзора eРОЗИТА на оптических телескопах (Зазнобин и др., 2021a,b; Буренин и др., 2021, 2023). К настоящему времени измерены спектроскопические красные смещения для более чем 200 скоплений галактик с неизмеренными спектроскопическими красными смещениями, которые, скорее всего, в будущем войдут в космологические выборки обзора SRG/eРОЗИТА. Наши наблюдения позволят получить спектроскопические измерения красных смещений для космологической выборки скоплений объемом до нескольких тысяч наиболее массивных скоплений галактик.

Однако для всех скоплений галактик, обнаруженных в обзоре SRG/eРОЗИТА, измерить спектроскопические красные смещения не представляется возможным, так как это требует очень больших затрат наблюдательного времени. Поэтому нами была поставлена задача — определить фотометрические оценки красных смещений (далее по тексту — фотометрические красные смещения) скоплений галактик, используя данные больших фотометрических обзоров неба. Наиболее распространенный способ оценки красных смещений скоплений галактик — по цвету галактик красной последовательности (см., например, Рыкофф и др., 2014; Сообщество Планка, 2015). Существует множество работ, в которых приведены фотометрические красные смещения галактик и скоплений галактик, в том числе полученные с применением методов машинного обучения (см., например, Мещеряков и др., 2015; Цзоу и др., 2022; Шмидт и др., 2020; Сообщество Евклида, 2020; Эрнандес-Ланг и др., 2022; Рыкофф и др., 2014; Вэнь и др., 2012; Хилтон и др., 2018).

Можно предположить, что использование дополнительной информации о точном положении и размере скоплений, которые можно получить по данным в рентгеновском диапазоне, позволит улучшить точность и надежность фотометрических красных смещений скоплений галактик. В настоящей статье обсуждается процедура отождествления и оценки красных смещений массивных скоплений галактик, для которых имеются данные рентгеновских наблюдений в обзоре всего неба телескопа eРОЗИТА на борту космической обсерватории SRG. Для работы процедуры используются фотометрические красные смещения галактик из каталога Цзоу и др. (2022) (далее по тексту Ц22), полученные с помощью методов машинного обучения. Также используются дополнительные данные обзоров в оптическом и ИК-диапазонах. Вычисления расстояний проводятся стандартным

образом для модели плоской Вселенной с параметрами $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$. Процедура оптимизирована для наиболее массивных и богатых скоплений, для менее богатых скоплений она должна работать хуже. Мы предполагаем изучить этот вопрос в нашей дальнейшей работе.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Выборка скоплений галактик

Для проверки качества работы процедуры использовалась выборка массивных скоплений галактик, обнаруженных в обзоре всего неба SRG/eРОЗИТА на участке неба, за обработку которого отвечают российские ученые ($0^\circ < l < 180^\circ$), и также обнаруженных в обзоре космической обсерватории им. Планка (Сообщество Планка, 2014b, 2016; Буренин, 2017). Спектроскопические красные смещения скоплений галактик выборки взяты из других каталогов (см., например, Маллис и др., 2003; Борингер и др., 2004; Буренин и др., 2007; Пифаретти и др., 2011; Вэнь и др., 2012; Сообщество Планка, 2014b, 2016) и из базы данных внегалактических объектов *NED*¹. Также использовались спектроскопические красные смещения скоплений галактик из обзора Планка, взятые из работ нашей научной группы (Сообщество Планка, 2014b, 2015, 2016; Воробьев и др., 2016; Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2019, 2020, 2021a; Хамитов и др., 2020; Буренин, 2022; Буренин и др., 2021, 2023).

В ходе первых трех обзоров всего неба SRG/eРОЗИТА получена выборка 2317 скоплений галактик в области неба, за обработку данных eРОЗИТА которых отвечают российские ученые, и которые также содержатся в обзоре Планка. Из них для 1053 скоплений оказались измерены спектроскопические красные смещения. Скопления галактик на $z < 0.1$ хорошо изучены, а галактики скоплений на больших красных смещениях $z > 0.6$ имеют значительный разброс фотометрических красных смещений (см. табл. 3 из работы Ц22). Поэтому в нашей работе параметры алгоритма оптимизированы для того, чтобы получить как можно более надежные отождествления скоплений и как можно более точные фотометрические красные смещения скоплений, расположенных на $0.1 < z < 0.6$. Из этой выборки было отобрано 804 скопления галактик на красных смещениях $0.1 < z_{\text{spec}} < 0.6$. Поскольку использовались данные фотометрических красных смещений галактик из обзора *DESI LIS* (Дэй и др., 2019) и данные принудительной фотометрии *WISE* (Райт и др.,

¹<https://ned.ipac.caltech.edu/>

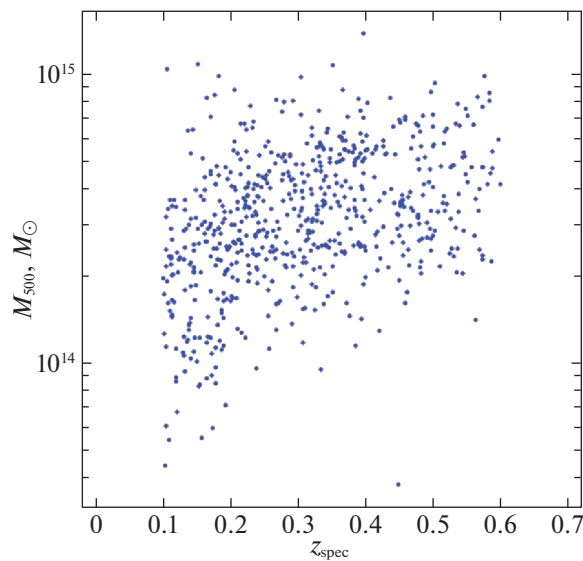


Рис. 1. Соотношение масс M_{500} скоплений выборки из 634 скоплений галактик из обзора СРГ/еРОЗИТА с их спектроскопическими красными смещениями $z_{\text{спец}}$. Массы скоплений оценены из значений рентгеновских светимостей еРОЗИТА и рассчитаны, используя соотношение из работы Вихлинина и др. (2009а).

2010) галактик из обзора *Pan-STARRS1* (Чэмберс и др., 2016), отбор объектов проводился в области пересечения обзоров *DESI LIS* и *Pan-STARRS1*. Поэтому итоговая выборка скоплений галактик, по которой проводилась оценка качества работы алгоритма оптического отождествления и расчета фотометрических красных смещений, составляет 634 скопления галактик на красных смещениях $0.1 < z_{\text{спец}} < 0.6$.

Соотношение масс и красных смещений скоплений галактик этой выборки из 634 скоплений галактик представлено на рис. 1, массы оценены стандартным способом (Вихлинин и др., 2009а) из рентгеновских светимостей, полученных из данных обзора еРОЗИТА. Видно, что практически все скопления выборки являются массивными. В табл. 1 указано количество скоплений галактик нашей выборки, встречающихся в других известных каталогах скоплений галактик, в том числе со спектроскопическими измерениями красных смещений. В табл. 1 отдельно указано количество скоплений галактик, спектроскопические красные смещения которых измерены нашей научной группой, так как в разных каталогах не для всех скоплений галактик имеются спектроскопические измерения, во многих случаях приводятся фотометрические красные смещения.

Красные смещения галактик

Для определения красных смещений скоплений галактик использовались данные фотометрических

красных смещений галактик, представленных в работе Ц22. В этой работе приведены оценки красных смещений галактик, полученные с использованием данных обзоров неба *Dark Energy Spectroscopic*

Таблица 1. Количество скоплений галактик выборки, встречающихся в других известных каталогах

Название источника	Число скоплений	С измененными $z_{\text{спец}}$
Abell (Эйбл и др., 1989)	131	71
PSZ2 (Сообщество Планка, 2016)	148	126
ACT (Хилтон и др., 2021)	129	98
RM (Рыкофф и др., 2014)	486	—
B17 (Буренин, 2017)	442	391
WHL (Вэнь и др., 2012)	422	164
REFLEX (Борингер и др., 2004)	68	68
MCXC (Пифаретти и др., 2011)	93	93
MACS (Эбелинг и др., 2001)	24	6
Наша группа ¹	121	121

¹ Скопления галактик выборки, для которых нашей научной группой измерены спектроскопические красные смещения.

Instrument (DESI), Dark Energy Survey (DES) и Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program (HSC-SSP). Данные доступны для скачивания с сайта Национального центра астрономических данных *NADC*² министерства науки и технологий Китайской Народной Республики.

В нашей работе использовались данные фотометрических оценок красных смещений галактик, основанные на выпуске 9 обзора *DESI Legacy Imaging Surveys (DESI LIS, Дэй и др., 2019)*. Этот обзор покрывает большую площадь неба, по сравнению с обзорами *DES* и *HSC-SSP*. Кроме того, этот обзор проводился, преимущественно, на северном внегалактическом небе, на котором расположена большая часть скоплений галактик выборки.

Данные обзора *DESI LIS*, выпуск 9, опубликованы в январе 2021 г. и состоят из фотометрических обзоров неба, выполненных в обсерватории Китт-Пик в США на 2.3-м телескопе в фильтрах *gr* (*Beijing-Arizona Sky Survey, BASS*) и четвертом телескопе в фильтре *z* (*Mayall z-band Legacy Survey, MzLS*), а также на четвертом телескопе обсерватории Серро-Тололо, Чили, в фильтрах *grz* (*Dark Energy Camera Legacy Survey, DECaLS*). Глубина обзора на уровне 5σ составляет $g = 24.7$, $r = 23.9$ и $z = 23.0$, покрытие около 20 000 кв. градусов внегалактического неба $|b| > 18^\circ$ на склонениях $-18^\circ < \delta < +84^\circ$.

В работе Ц22 для данных обзора *DESI LIS* определены красные смещения оптически протяженных объектов ярче $r < 23$. Всего таких источников оказалось около 320 млн на площади неба 19876 кв. градусов. Для 2.8 млн галактик на полях этого обзора известны их спектроскопические красные смещения из открытых источников, таких как Слоановский обзор неба (Сообщество СДСС, 2020) и др. Полный список спектроскопических обзоров приведен в табл. 2 в работе Цзоу и др. (2019).

Фотометрические красные смещения галактик в работе Ц22 определены методом постоянного локальной линейной регрессии между пространством цветов галактик и их красными смещениями, где галактики отбирались методом *K*-ближайших соседей. Метод основан на поиске нескольких галактик с известными красными смещениями с показателями цветов, схожими с показателями цветов исследуемых галактик с неизвестными красными смещениями.

Качество определения фотометрических красных смещений галактик приведено в табл. 3 в работе Ц22. Видно, что для галактик $18 < r < 22$

на красных смещениях до $z < 0.6$ точность фотометрических красных смещений галактик из обзора *DESI* лучше точности фотометрических красных смещений галактик из обзоров *DES* и *HSC-SSP*. Точность измерения красных смещений галактик из обзора *DESI LIS* составляет $\delta z / (1 + z) = 0.0172$, количество катастрофических выбросов $(\delta z / (1 + z) > 0.15)$ 0.85% от общего числа.

Для нашей работы мы использовали каталог фотометрических красных смещений галактик из обзора *DESI*. Использовались только данные координат галактик, приведенные в столбцах *RA* и *DEC*, а также данные фотометрических красных смещений и их ошибок, приведенных в столбцах *PHOTO_Z* и *PHOTO_ZERR* (далее по тексту *photo_z* и *photo_zerr*).

Рентгеновские данные

Для отождествления скоплений галактик и оценки их красных смещений использовались данные о потоках, координатах и размерах протяженных рентгеновских источников, обнаруженных в результате первых трех обзоров всего неба телескопа *eROSITA*. Размеры рентгеновских источников определялись как радиус ядра бета-модели r_c , которой аппроксимировался профиль поверхностной яркости протяженных рентгеновских источников (Сарацин, 1986).

Обработка данных телескопа *eROSITA* проводилась с использованием элементов пакета *eSASS (eROSITA Science Analysis Software System)* и математического обеспечения, разработанного в научной группе по рентгеновскому каталогу Российского консорциума телескопа *eROSITA*. Более подробное описание процедур обработки и получения данных выходит за рамки настоящей статьи и будет обсуждаться в последующих работах.

Данные в ИК-диапазоне

В работе использовались данные принудительной фотометрии *WISE* (Буренин, 2022) в полосе 3.4 мкм галактик, координаты которых определены по данным обзора *Pan-STARRS1* и сопоставлены с каталогом *DESI*, выпуск 9. В работе Буренина (2022) фотометрия была получена из сборок данных с большей экспозицией, чем в обзоре *DESI LIS*, поэтому использовалась фотометрия из работы Буренина (2022). Эти данные имеются для большинства галактик из каталога Ц22. Для галактик, отсутствующих в каталоге *Pan-STARRS1*, использовалась фотометрия *WISE* из обзора *DESI LIS*.

²<https://nadc.china-vo.org/>

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ

Красные смещения скоплений галактик оцениваются процедурой, разделенной на два этапа. Сначала проводятся поиск и отождествление скоплений галактик. Для этого рассчитывались ИК-светимости галактик вблизи центральных областей рентгеновских источников, отождествляемых со скоплениями галактик. Использование данных галактик из небольшой области вблизи центров скоплений позволяет отделить галактики скоплений от фоновых галактик и галактик переднего плана.

После этого определяются красные смещения скоплений галактик по фотометрическим красным смещениям галактик в узком диапазоне красных смещений на большем радиусе, сравнимым с величинами R_{500} или R_{200} . Эта методика позволяет оценить красное смещение скоплений, отсеив фоновые галактики или группы галактик, и более точно определить красные смещения скоплений галактик по большому количеству галактик. Далее эти этапы будут описаны подробно.

Поиск и отождествление скоплений галактик

Для поиска скоплений галактик проводился отбор всех галактик из каталога Ц22 на угловом расстоянии от центра рентгеновского источника не более пяти радиусов ядра бета-модели, которой описывается протяженный рентгеновский источник. На больших значениях красных смещений физические размеры охватываемых областей пространства могут многократно превышать реальные размеры скоплений галактик. Поэтому выбирались только те галактики, у которых физическое расстояние до направления на центр рентгеновского источника не превышает характерного размера массивных скоплений, примерно равного 800 кпк — размеру R_{500} скопления галактик с массой $M_{500} = 3 \times 10^{14} M_{\odot}$ на красном смещении $z = 0.6$. Для вычисления расстояний от галактик до направления на центр рентгеновского источника использовались их фотометрические красные смещения из каталога Ц22.

После чего строилась зависимость ИК-светимостей галактик от их предполагаемых красных смещений, взятых из Ц22. Для этого рассчитывалась светимость галактик в полосе 3.4 мкм обзора *WISE*. Величины $W1$ принудительной фотометрии из работы Буренин (2022) приведены в величинах *UBVRI*-системы (система Веги). Значения потока рассчитывались с использованием эффективной ширины фильтра $W1$: $W_{\text{eff}} = 6626.42 \text{ \AA}$ и

опорного значения спектральной плотности потока излучения в *UBVRI*-системе: $ZP_V = 8.1787 \times 10^{-12} \text{ эрг/с/см}^2/\text{\AA}$. Величины $W122AB$ -, из работы Ц22 приведены в *AB*-системе, поэтому для них $ZP_V = 9.5950 \times 10^{-11} \text{ эрг/с/см}^2/\text{\AA}$.

$$W1_{\text{abs}} = W1 - 5 \lg D + 5,$$

$$F_{W1} = ZP_V W_{\text{eff}} \times 10^{-0.4 W1_{\text{abs}}} (1 + \text{photo_z}) / k_{\text{cor}},$$

$$L_{W1} = F_{W1} \times 4\pi (10 \text{ pc})^2.$$

K -поправки рассчитывались методом смещения шаблона спектра эллиптической галактики возрастом 2.5 Глет с металличностью $Z = 0.008$ (Брузуал, Шарло, 2003) на красное смещение photo_z . Для этого проводился расчет свертки шаблона спектра с профилем пропускания фильтра $W1$. После чего каждой галактике выборки ставилось в соответствие гауссово распределение, где математическое ожидание соответствует красному смещению галактики photo_z . Среднее квадратичное отклонение определялось как квадратный корень суммы квадратов ошибки измерения красного смещения photo_zerr и значения сглаживающего коэффициента 0.02. Распределение нормировалось на величину светимости в полосе 3.4 мкм:

$$f(z) = \sum_i \frac{L_{W1i}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-(z - \text{photo_z}_i)^2 / 2\sigma_i^2},$$

$$\sigma_i = \sqrt{\text{photo_zerr}_i^2 + 0.02^2}.$$

Полученные для каждой галактики выборки распределения складывались и умножались на величину среднего значения $\langle \sigma_{\text{photo_z}}^i \rangle = 0.0884$, для того, чтобы максимальные значения распределений ИК-светимости галактик в поле скоплений примерно соотносились по величине с их реальной ИК-светимостью. Красное смещение, на которое приходится максимальная суммарная ИК-светимость галактик в заданной области неба, будет считаться предварительной оценкой красного смещения скопления.

Оценка красных смещений скоплений

Чтобы получить более точное измерение красного смещения скопления галактик, требуется усреднить измерения как можно большего числа галактик скоплений. Для этого отбирались галактики в поле скопления на большом расстоянии до направления на центр рентгеновского источника, но в узком диапазоне красных смещений photo_z . Выбирались галактики с относительными ошибками красных смещений $\text{photo_zerr} / (1 + \text{photo_z}) < 0.02$ со значениями photo_z в диапазоне от $z - 0.06(1 + z)$ до $z + 0.06(1 + z)$, где z — предварительная оценка красного смещения скопления.

Галактики отбирались на расстоянии не более $1.4R_{500}$ до направления на центр рентгеновского источника. Наши оценки показывают, что при увеличении расстояния, больше указанного значения, будет увеличиваться количество отобранных фоновых галактик ближайших к скоплениям крупномасштабных структур, расположенных на смежных со скоплениями галактик красных смещениях. Это будет приводить к ухудшению точности оценки красных смещений скоплений галактик.

Значения R_{500} определялись исходя из оценки масс M_{500} , полученных из рентгеновских светимостей скоплений галактик. Методика вычисления рентгеновских светимостей скоплений, с учетом К-поправки, взята из работы Вихлинина и др. (2009а). При расчете светимостей учитывалось поглощение рентгеновского излучения на нейтральном галактическом водороде. Значения плотности колонки нейтрального водорода определялись по данным, взятым из работы Дикей, Локмана (1990). Красные смещения скоплений галактик принимались равным предварительным оценкам красных смещений скоплений галактик.

Для отобранных галактик скоплений рассчитывались средневзвешенные значения красных смещений, где вес галактик равнялся обратной величине квадрата ее ошибки $photo_zerr$. При этом из выборки галактик исключались галактики, у которых фотометрические красные смещения галактик находятся за пределами двух стандартных отклонений распределений красных смещений галактик. Галактики исключались из выборки до тех пор, пока при следующей итерации не было исключено ни одной галактики. Для скоплений галактик из обзора Планка фотометрические красные смещения оцениваются, в среднем, по фотометрическим красным смещениям 50 галактик.

ОЦЕНКА НАДЕЖНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

В ходе работы процедуры могут возникать существенные расхождения между полученными фотометрическими красными смещениями скоплений галактик и спектроскопическими измерениями их красных смещений. Главным образом это связано с расхождениями в оптическом отождествлении, которые возникают, преимущественно, при проекции крупномасштабных структур на протяженные рентгеновские источники. Так же некоторая часть протяженных рентгеновских источников может быть образована несколькими близко расположенными точечными источниками, поэтому такие источники не должны быть отождествлены со скоплениями галактик. Поэтому мы предлагаем способы оценки надежности процедуры по данным ИК-светимостей скоплений галактик и по распределению ИК-светимости при поиске и отождествлении скоплений галактик.

Распределение ИК-светимости по красному смещению

Величины максимумов распределений ИК-светимости по красному смещению могут служить характеристикой надежности отождествления скоплений галактик. Для массивных скоплений галактик пики ИК-светимостей должны принимать большие значения, превышающие значения пиков, которые могут возникать при проекции крупномасштабных структур в полях рентгеновских источников. В случаях проецирования нескольких скоплений или крупномасштабных структур их рентгеновские потоки могут складываться, поэтому в некоторых случаях может быть сложно определить, какие скопления галактик в полях рентгеновских источников являются наиболее массивными.

Для того чтобы оценить показатель надежности оптического отождествления скоплений галактик, нами смоделирована выборка 10 000 рентгеновских источников (далее по тексту — ложные источники), случайным образом распределенных на полях обзора *DESI LIS*. Координаты центров этих источников выбирались таким образом, чтобы угловое расстояние между их центрами было не менее $10'$. Значение потоков и радиусов ложных источников выбиралось случайным образом среди скоплений галактик из обзора Планка, обнаруженных в обзоре СРГ/еРОЗИТЫ. В выборке ложных источников практически не должно быть объектов, расположенных в полях скоплений галактик. Если такие объекты появляются в выборке, то такие совпадения являются случайными и отражают вероятность того, что мы ложным способом отождествим настоящий рентгеновский источник с ложным. Число таких случайных совпадений мало и составляет не более нескольких десятков.

В поле каждого ложного источника получены распределения ИК-светимостей, определены значения пиков и красные смещения, на которые они приходятся. Результаты этого моделирования приведены на рис. 2. На рисунке показаны значения пиков ИК-светимостей, где оранжевые точки соответствуют ложным источникам, синие точки — скоплениям из обзора Планка. Красные звезды соответствуют скоплениям из обзора Планка, для которых $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) > 5\sigma$, где z_{phot} — предварительные оценки красных смещений скоплений, а σ — стандартное отклонение.

Распределения ИК-светимости скоплений галактик могут содержать больше одного надежного локального пика из-за корреляции фоновых галактик по красным смещениям в полях скоплений галактик, возникающих при проекциях крупномасштабных структур. Часто в случаях проекций может быть трудно установить, какие скопления

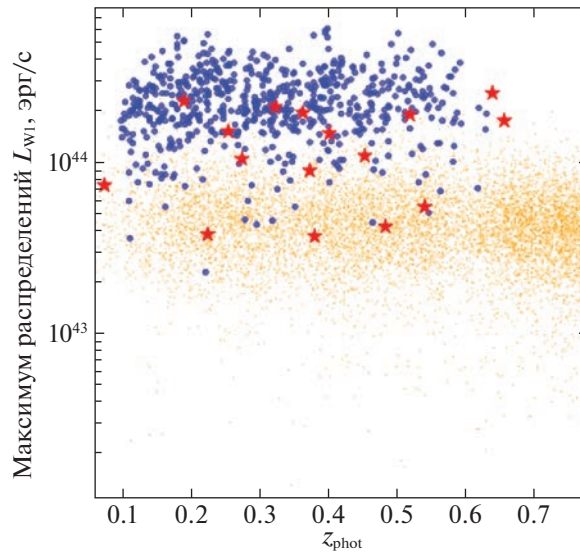


Рис. 2. Значения пиков ИК-светимости скоплений от красного смещения. Синими точками обозначены скопления из обзора Планка, оранжевыми — ложные источники, красными звездами — скопления из обзора Планка, для которых $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) > 5\sigma$, где z_{phot} — предварительные оценки красных смещений скоплений галактик.

галактик являются более массивными. Отождествление скоплений галактик может быть ненадежным, если в поле их рентгеновских источников есть вторичные пики, значения которых сравнимы со значением главного пика. В таких случаях можно говорить о возможном наличии проекций в полях рентгеновских источников, если в распределениях ИК-светимости наблюдаются вторичные пики с амплитудой более половины от главного пика и надежностью больше 2σ . Подобные случаи могут потребовать дополнительных данных для оптического отождествления.

Зависимость ИК-светимости скоплений от их массы

Соотношение между рентгеновской оценкой масс скоплений и их ИК-светимостями также может быть использовано для оценки надежности отождествления скоплений галактик. Известно, что между светимостями скоплений галактик в ИК-диапазоне и их массой наблюдается корреляция (см., например, Лин и др., 2004; Копылова, Копылов, 2006; Буренин, 2017; Буренин и др., 2023). Массы скоплений могут быть оценены на основе рентгеновских данных eРОЗИТЫ (Вихлинин и др., 2009a) и их фотометрических красных смещений. ИК-светимость скоплений галактик можно оценить по данным принудительной фотометрии галактик в полосе 3.4 мкм.

Чтобы оценить ИК-светимости скоплений галактик, мы отобрали галактики, у которых угловые расстояния до центров рентгеновских источников

не превышают угловые размеры $1.4R_{500}$. Среди полученных выборок галактик отбирались галактики, значения $photo_z$ которых отличается от фотометрического красного смещения скопления не более, чем на две величины ошибок. Ограничения на относительную точность фотометрических красных смещений галактик при этом не устанавливались. ИК-светимости скоплений галактик рассчитывались как сумма ИК-светимостей всех отобранных галактик с учетом K -поправки. Светимости и K -поправки галактик рассчитывались с учетом фотометрических красных смещений для каждой галактики отдельно, а не всего скопления в целом.

Полученные результаты приведены на рис. 3. Слева на рисунке показано соотношение светимостей L_{W1} скоплений галактик в полосе 3.4 мкм в зависимости от их масс M_{500} . Красной линией показана наилучшая аппроксимация прямой $\lg(L_{W1}) = \lg(M_{500}) + k$, где $k = 30.11$, L_{W1} приведена в эрг/с, а M_{500} в $M_{\odot}$. Синие точки — скопления галактик из выборки обзора Планка, оранжевые точки — ложные рентгеновские источники, красные звезды — скопления из обзора Планка, для которых $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) > 5\sigma$. На рисунке видно, что оцениваемые ИК-светимости выборки ложных источников получаются в несколько раз меньше, чем для массивных скоплений из выборки обзора Планка. Следовательно, низкие ИК-светимости могут указывать на ненадежные отождествления, которые могут возникать в поле протяженных рентгеновских источников, не отождествляемых со скоплениями галактик.

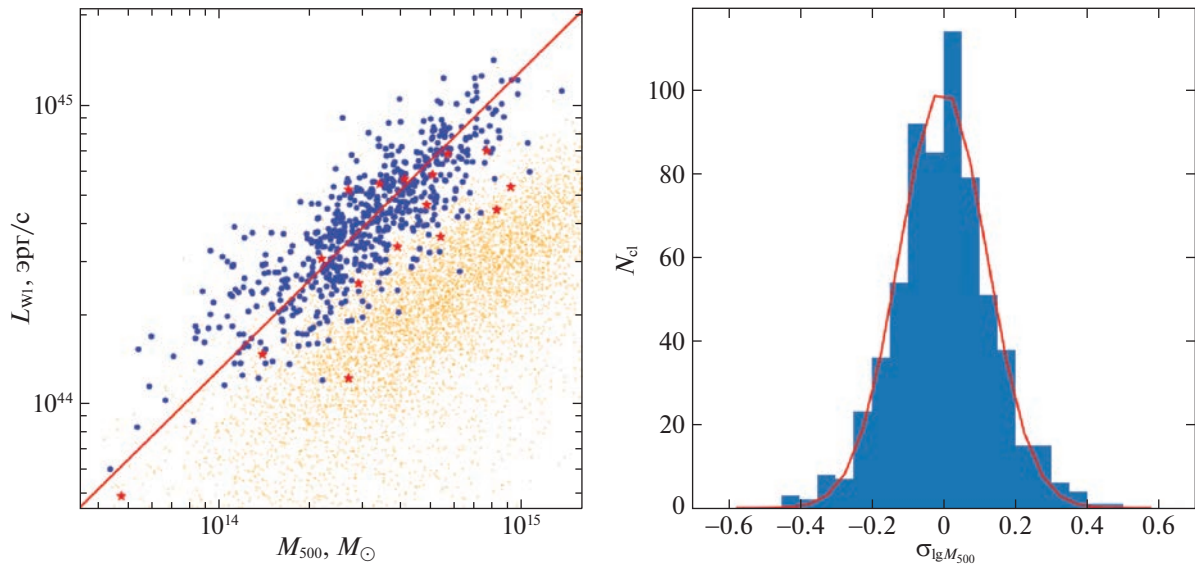


Рис. 3. Слева: соотношение светимостей L_{W1} скоплений галактик в полосе 3.4 мкм в зависимости от их масс M_{500} . Синие точки — скопления галактик из выборки обзора Планка, красные звездочки — скопления из обзора Планка, для которых $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) > 5\sigma$, оранжевые точки — ложные рентгеновские источники. Красная линия — линия лучшей аппроксимации $\lg(L_{W1}) = \lg(M_{500}) + k$. Справа: гистограмма распределения $\sigma_{\lg M_{500}}$ относительно значений аппроксимации.

Справа на рис. 3 показано распределение отклонений масс скоплений. Красной кривой показана аппроксимация нормальным распределением. Стандартное отклонение распределения равняется $\sigma_{\lg M_{500}}^{\text{tot}} = 0.124$, т.е. $\pm 33\%$. Ошибка определения масс скоплений по их ИК-светимостям содержит в себе ошибки на определение масс скоплений по рентгеновским светимостям скоплений галактик. В работе Вихлинина и др. (2009а) отклонение рентгеновских светимостей скоплений относительно их масс $\sigma_{\ln L} = 0.396$, что дает отклонение масс относительно рентгеновских светимостей $\sigma_{\lg M_{500}} = 0.107$. Следовательно, точность оценки масс скоплений галактик по их ИК-светимостям сравнима с точностью оценки масс по рентгеновской светимости.

Определение надежности оптического отождествления

Надежность оптического отождествления мы определяли как произведение вероятности того, что значения главного максимума распределения ИК-светимости по красному смещению в исследуемом объекте больше, чем значения пиков ложных источников на данном красном смещении в диапазоне $z = z_{\text{phot}} \pm 0.05$, на вероятность того, что отношение ИК-светимости исследуемого объекта к оценке их массы M_{500} , полученной из рентгеновских данных, больше, чем отношение ИК-светимости к M_{500} ложных источников в диапазоне $\lg(M_{500}) \pm \lg 2$.

Как уже упоминалось ранее, распределения ИК-светимостей скоплений галактик могут содержать больше одного надежного локального пика из-за корреляции фоновых галактик по красным смещениям в полях скоплений галактик, возникающих при проекциях крупномасштабных структур. Часто в случаях проекций может быть трудно установить, какие скопления галактик являются более массивными. Количество скоплений галактик из выборки обзора Планка, у которых распределение ИК-светимости имеет вторичные пики, вероятность которых превышает 1σ , составляет 189 при общем числе 634 (29.8%), а для 2σ — 22 (3.5%).

Отождествление скоплений галактик может быть ненадежным, если в поле их рентгеновских источников есть вторичные пики, значения которых сравнимы с значением главного пика. В таких случаях можно говорить о возможном наличии проекций в полях рентгеновских источников, если в распределениях ИК-светимостей наблюдаются вторичные пики с амплитудой более половины от главного пика и надежностью больше 2σ . В случаях проекций рентгеновское излучение складывается от двух проецируемых скоплений, из-за чего оценка массы M_{500} скопления, расположенного на красном смещении пика распределения ИК-светимости, может быть завышена. Следовательно, ИК-светимость такого скопления будет заниженной, по сравнению со скоплениями сравнимой массы, поэтому значение надежности таких объектов будет низким.

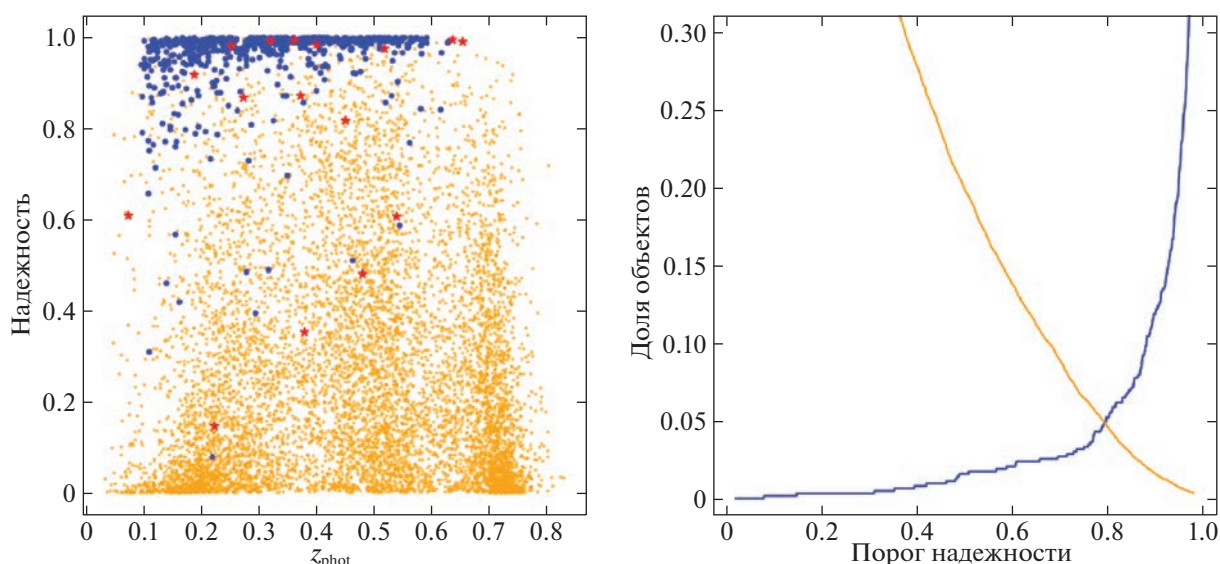


Рис. 4. Справа: оценка показателя надежности. Оранжевые точки — ложные скопления, синие точки — скопления галактик из выборки обзора Планка, красные точки — скопления из обзора Планка, для которых $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) > 5\sigma$, где z_{phot} — предварительные оценки красных смещений скоплений галактик. Справа синей линией показана доля скоплений галактик из обзора Планка ниже определенного порога надежности, оранжевой линией показана доля ложных скоплений выше определенного порога надежности.

Некоторые точечные рентгеновские источники могут быть расположены на небольшом угловом расстоянии друг относительно друга, из-за чего эти источники детектируются как один протяженный рентгеновский источник. Такие протяженные источники не могут отождествляться с массивными скоплениями галактик, обладающих высокой светимостью в ИК-диапазоне. Значительное несоответствие ИК-светимости характерным для скоплений галактик схожей массы значениям может указывать на ненадежность отождествления. Поэтому значение оценки надежности этих объектов будет меньше, чем у массивных скоплений галактик.

На рис. 4 слева показана оценка показателя надежности. Оранжевые точки — ложные скопления, синие точки — скопления галактик из выборки обзора Планка, красные точки — скопления из обзора Планка, для которых $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) > 5\sigma$, где z_{phot} — предварительные оценки красных смещений скоплений галактик. Видно, что оценка надежности массивных скоплений значительно превышает оценку надежности ложных скоплений. Справа синей линией показана доля скоплений галактик из обзора Планка ниже определенного порога надежности, оранжевой линией показана доля ложных скоплений выше определенного порога надежности. Видно, что некоторые скопления галактик из выборки обзора Планка имеют низкий показатель надежности.

В основном низкий показатель надежности связан с вкладом в рентгеновский поток активных

ядер галактик или проецируемых скоплений галактик, расположенных на небольших угловых расстояниях от центров протяженных рентгеновских источников. Это, как правило, приводит к завышенной оценке масс скоплений, поэтому ИК-светимость скоплений будет иметь значения, ниже характерных значений для скоплений галактик схожей массы. В таких случаях пики ИК-светимостей в направлении на рентгеновские источники могут принимать значения, характерные для массивных скоплений галактик. Поэтому в таких случаях можно говорить о возможном вкладе других рентгеновских источников.

Другая причина заключается в отсутствии фотометрических красных смещений некоторых *cD*-галактик скоплений в каталоге Ц22. Вероятно, это связано с критериями отбора галактик из обзора *DESI LIS* в Ц22. Число скоплений галактик из обзора Планка, у которых отсутствует фотометрическое красное смещение *cD*-галактик в Ц22, насчитывает несколько штук. Большинство таких скоплений из них имеют низкую надежность. *cD*-галактики дают большой вклад в ИК-светимость скоплений и ИК-распределений в направлении на центр скоплений, поэтому отсутствие фотометрических красных смещений *cD*-галактик может уменьшить показатель надежности скоплений галактик.

Установка порогового значения надежности позволит найти подобные объекты. Если установить пороговое значение на уровне 0.8, то 5.4% скоплений галактик из выборки обзора Планка

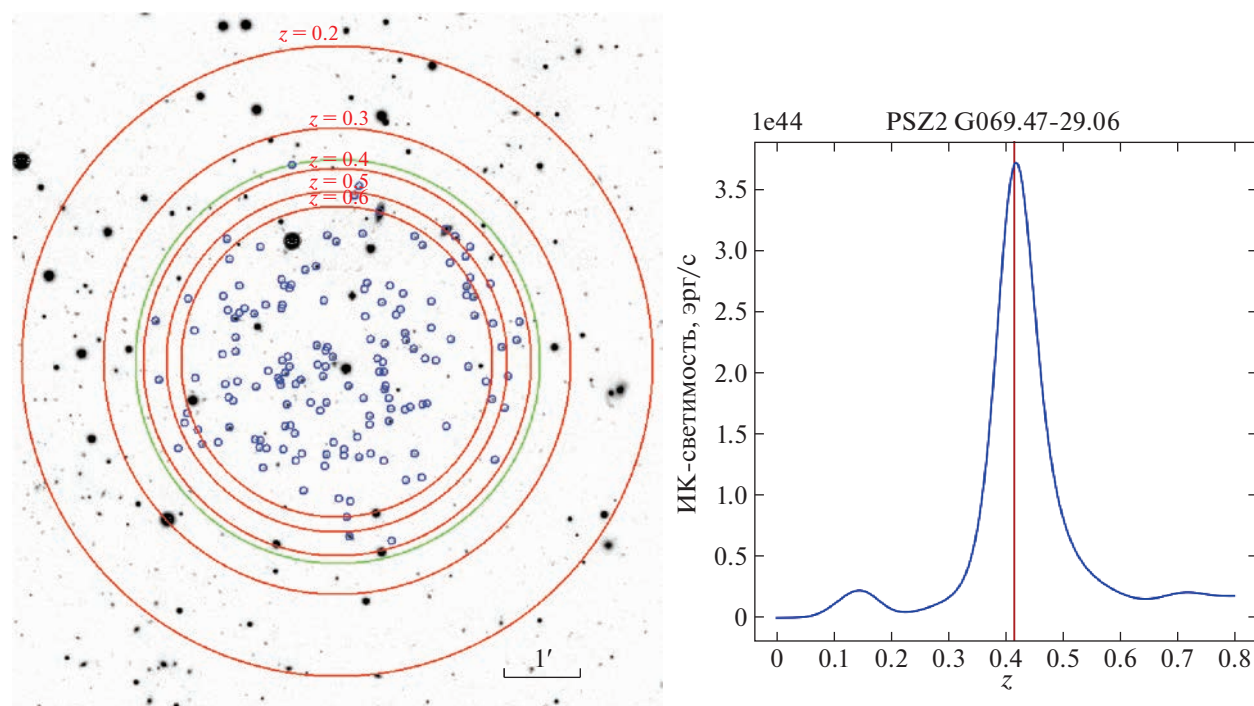


Рис. 5. Скопление галактик PSZ2 G107.67–39.78. Слева: результат отбора галактик на первом этапе для поля скопления, изображение *DESI LIS* в фильтре *r*, центр изображения соответствует центру рентгеновского источника *еРОЗИТА*. Синими окружностями показаны отобранные на первом этапе галактики. Красными окружностями обозначены круги радиусом 800 кпк на разных красных смещениях. Справа: распределение ИК-светимости в цилиндре в зависимости от красного смещения. Вертикальной линией обозначено спектроскопическое красное смещение скопления.

будут иметь показатель надежности ниже этого значения. При уменьшении порогового значения до 0.5 доля скоплений галактик из выборки обзора Планка ниже порогового значения уменьшится до 1.7%. Доля ложных скоплений выше пороговых значений 0.8 и 0.5 будет составлять 4.6 и 19.8% соответственно.

В обзоре всего неба *СРГ/еРОЗИТА* скопления галактик достаточно надежно определяются как протяженные рентгеновские источники. Например, в случае, если 10% протяженных рентгеновских источников обзора *СРГ/еРОЗИТА* являются ложными, для пороговых значений показателя надежности 0.8 и 0.5 количество ложных протяженных рентгеновских источников, неправильно отождествленных в оптическом диапазоне в качестве настоящих скоплений галактик, будет составлять 0.5 и 2% всей выборки соответственно. Видно, что, повышая порог надежности, уменьшается количество объектов, ложным образом отождествленных как скопления галактик. При этом уменьшится количество отождествленных скоплений галактик, значительную часть которых до определенного значения показателя надежности будут составлять скопления галактик с проекциями.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Пример работы процедуры

Пример отождествления скопления галактик по пикам ИК-светимостей показан на рис. 5. На рисунке слева изображено поле скопления галактик PSZ2 G107.67–39.78 из второго каталога Планка в фильтре *r* из обзора *DESI LIS*. Радиус ядра рентгеновского источника в данном случае составляет 31.7". Синими окружностями показаны 156 галактик, отобранных процедурой на этапе поиска и отождествления скопления галактик. Красными окружностями обозначено расстояние 800 кпк до направления на центр рентгеновского источника на разных красных смещениях. Распределение ИК-светимости от красного смещения приведено на рисунке справа, на нем виден только один пик. Предварительная оценка красного смещения $z = 0.418$.

Координаты центра рентгеновского источника: 00 01 11.3 +21 32 14. Для 13 галактик этого скопления в радиусе 4' от центра источника доступны измерения красных смещений из Слоановского обзора, выпуск 13 (Сообщество СДСС, 2016).

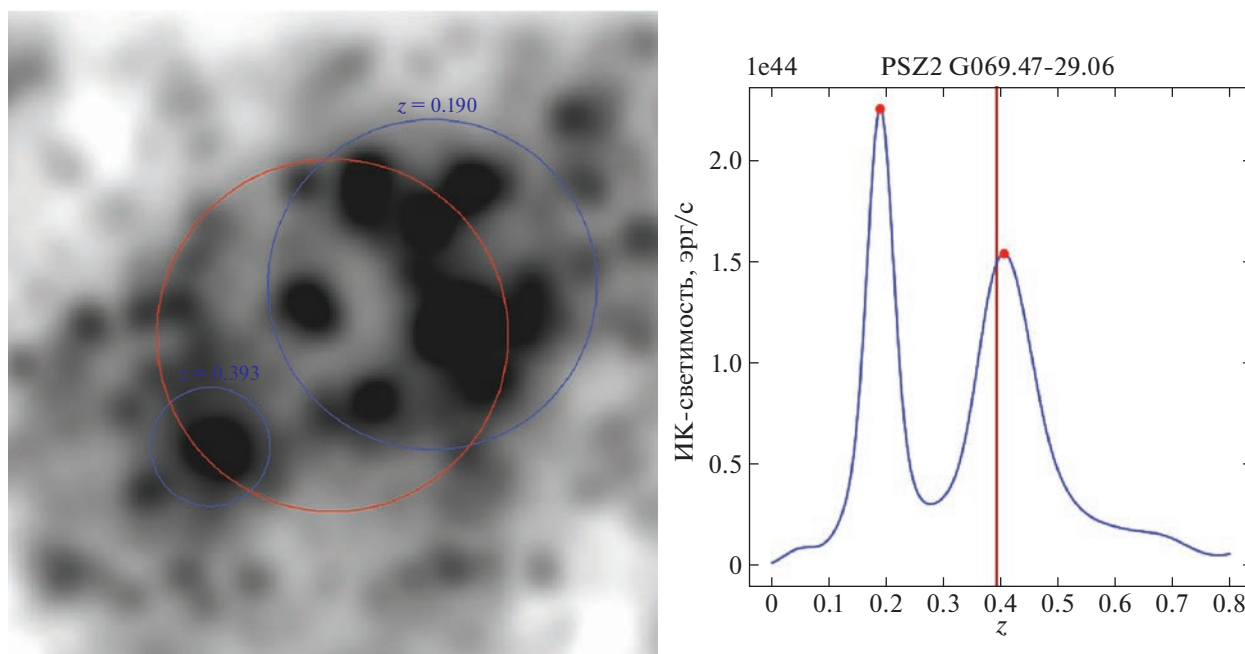


Рис. 6. Скопление PSZ2 G069.47 – 29.06. Слева: сглаженное с β -моделью радиусом $24''$ изображение *WISE* в полосе 3.4 мкм из работы Зазнобина и др. (2019). Красным кругом обозначен отождествляемый со скоплением источник *eROZITA* радиусом $158''$. Справа: распределение ИК-светимости галактик в центральной области скопления.

На этапе определения красного смещения скопления галактик PSZ2 G107.67–39.78 было отображено 70 галактик, по которым оценивалось красное смещение скопления. Полученная оценка $z_{\text{mean}} = 0.4183$ отлично согласуется с предварительной оценкой красного смещения $z = 0.418$. Показатель надежности — 0.998. Спектроскопическое красное смещение этого скопления галактик определено как среднее значение спектроскопических измерений красных смещений 13 галактик скопления и равно $z_{\text{spec}} = 0.4113 \pm 0.0025$. Ошибка при этом составляет 0.5%: $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) = 0.0049$.

Пример проекции крупномасштабных структур

Пример выше показывает работу процедуры при отсутствии в поле рентгеновского источника проекций крупномасштабных структур, таких как волокна, скопления и группы галактик. В подавляющем большинстве скоплений галактик проекции крупномасштабных структур не наблюдаются. Однако в случаях проекций групп и скоплений галактик на различных красных смещениях, расположенных на небольшом угловом расстоянии друг от друга, рентгеновское излучение может складываться в один рентгеновский источник большого углового размера, о чем говорилось ранее. Приведем пример работы алгоритма в случае проекции двух скоплений галактик на различных красных

смещениях, отождествляемых с источником рентгеновского излучения большого углового размера.

В поле скопления галактик PSZ2 G069.47 – 29.06 из второго каталога Планка наблюдается проекция двух скоплений на красных смещениях $z = 0.1908$ (Зазнобин и др., 2020; Стреблянская и др., 2018) и $z = 0.3920$ (Зазнобин и др., 2019). В работе Зазнобина и др. (2019) указано, что скопление на $z = 0.3920$ расположено ближе к источнику сигнала Сюняева–Зельдовича и более яркое в ИК-диапазоне, поэтому источник PSZ2 G069.47–29.06 отождествили со скоплением на красном смещении $z = 0.3920$.

Источник PSZ2 G069.47–29.06 в рентгеновском диапазоне имеет большой радиус порядка $158''$. На рис. 6 слева показано сглаженное изображение поля скопления в полосе 3.4 мкм, как на рис. 4 в работе Зазнобина и др. (2019), где красной окружностью показан рентгеновский источник, угловой размер которого составляет $158''$. Видно, что в этом случае потоки от скоплений галактик складываются, что может увеличивать угловой размер рентгеновского источника и его поток. На рис. 6 справа приведено распределение ИК-светимости, где видны два пика. Красными точками показаны пики с предварительными оценками красных смещений $z = 0.189$ и $z = 0.405$. Процедура позволяет оценить красное смещение этого скопления галактик $z_{\text{phot}} = 0.1893$, что очень точно согласуется со спектроскопическими измерениями $z_{\text{spec}} = 0.1908$

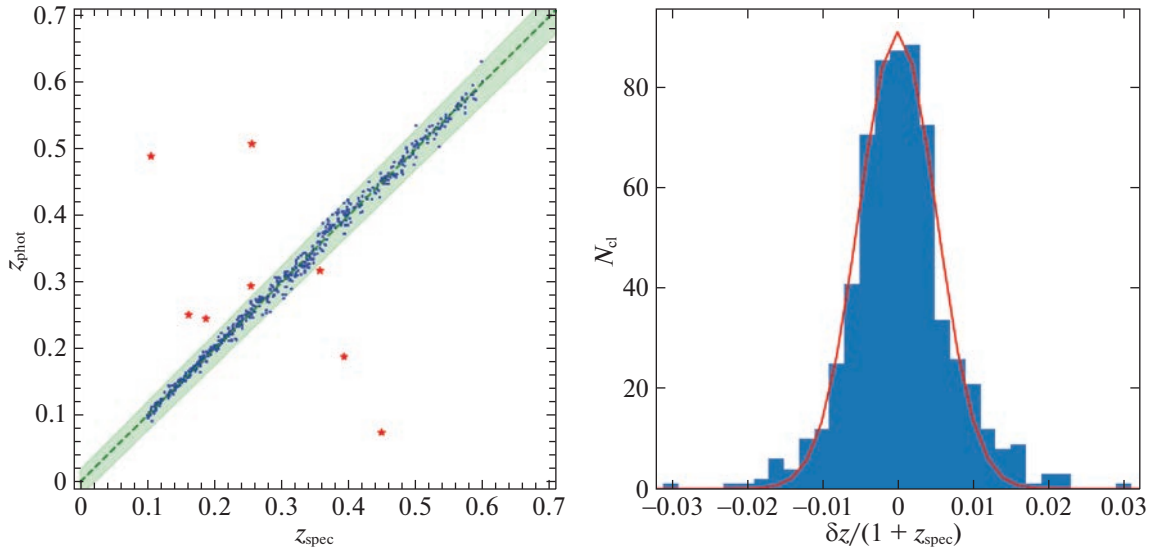


Рис. 7. Фотометрические красные смещения скоплений галактик. Слева: сравнение z_{phot} со спектроскопическими измерениями z_{spec} . Красными звездочками обозначены скопления галактик с возможными проекциями, зеленым обозначена область 4σ . Справа: гистограмма распределения числа скоплений галактик от $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$, красной линией показана аппроксимация распределения гауссианой.

одного из скоплений галактик проекции. Показатель надежности при этом равен 0.918.

Фотометрические оценки скоплений галактик

Фотометрические красные смещения для выборки из 634 скоплений галактик из обзора СРГ/еРОЗИТА на $0.1 < z_{\text{spec}} < 0.6$ показаны

Таблица 2. Полученные результаты

z_{spec}^1	N_{cl}^2	δz_0^3	σ^4	$>5\sigma^5$
0.1–0.2	159	0.0028	0.0038	3 (1.9%)
0.2–0.3	158	0.0009	0.0047	2 (1.3%)
0.3–0.4	162	–0.0012	0.0091	2 (1.2%)
0.4–0.5	94	–0.0032	0.0058	1 (1.1%)
0.5–0.6	61	0.0000	0.0044	0 (0%)
0.1–0.6	634	0.0000	0.0051	8 (1.3%)

¹ Диапазон спектроскопических красных смещений скоплений галактик.

² Число скоплений галактик.

³ Значение σ аппроксимации гауссианой распределения $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$.

⁴ Значение центроида гауссианы.

⁵ Количество несоответствий фотометрических красных смещений скоплений галактик их спектроскопическим измерениям на уровне 5σ , возникающих из-за возможных проекций.

на рис. 7. Слева приведено сравнение фотометрических красных смещений z_{phot} , полученных нашим алгоритмом, с их спектроскопическими измерениями z_{spec} . Зеленым цветом обозначена область, где $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) < 4\sigma$. Красными звездочками показаны восемь скоплений, у которых наблюдаются большие отклонения фотометрических красных смещений относительно спектроскопических измерений из-за наличия проекций. В полях этих скоплений галактик выделить главное скопление может быть затруднительно, поэтому возникают различия в отождествлениях.

Справа на рис. 7 приведена гистограмма распределения числа скоплений галактик от $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$, ширина столбца 0.002, красной линией показана аппроксимация распределения гауссианой. В табл. 2 приведены параметры этого распределения как для всего исследуемого диапазона красных смещений $0.1 < z_{\text{spec}} < 0.6$, так и для узких диапазонов. Приведены значения количества скоплений, смещения центроида распределения относительно $z_{\text{phot}} = z_{\text{spec}}$, стандартное отклонение. В последнем столбце показано количество скоплений галактик с большими отклонениями фотометрических красных смещений относительно измерений спектроскопических красных смещений из каталога, превышающими 5σ , которые объясняются проекциями скоплений галактик.

Достигнутая точность фотометрических красных смещений скоплений галактик превышает точность фотометрических красных смещений галактик каталога Ц22 на исследуемом диапазоне крас-

ных смещений примерно в 3 раза. При этом количество несоответствий фотометрических красных смещений скоплений галактик их спектроскопическим измерениям на уровне 5σ , возникающих из-за возможных проекций, составляет около 1.3% на всем исследуемом диапазоне красных смещений.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе описана простая процедура оптического отождествления и определения фотометрических красных смещений скоплений галактик из обзора СРГ/еРОЗИТА в диапазоне красных смещений $0.1 < z_{\text{spec}} < 0.6$ по данным о фотометрических красных смещениях галактик из обзора *DESI LIS* с использованием дополнительных данных принудительной фотометрии *WISE*. Достигнута точность определения фотометрических красных смещений скоплений галактик 0.5%. Количество несоответствий фотометрических красных смещений скоплений галактик их спектроскопическим измерениям на уровне 5σ составляет 1.3%. Большинство этих несоответствий возникает из-за возможных проекций крупномасштабных структур в полях рентгеновских источников.

Измерена ИК-светимость скоплений галактик. Показано, что точность оценки массы M_{500} скоплений галактик от их ИК-светимости $\sigma_{\text{lg } M_{500}} = 0.107$ сравнима с точностью определения массы M_{500} скоплений галактик по данным их рентгеновской светимости. Получена оценка надежности оптического отождествления скоплений галактик.

Достигнутая точность определения фотометрических красных смещений скоплений галактик 0.5% является высокой по сравнению с точностью оценки красных смещений по цвету красной последовательности, например, алгоритма *redMaPPer*, точность которого на $z \approx 0.5$ составляет $(z_{\text{phot}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}}) = 0.02$. В недавней работе Эрнандес-Ланг и др. (2022) достигнута точность 0.47%, полученная для выборки массивных скоплений галактик из обзора Планка с использованием данных обзора всего неба СРГ/еРОЗИТА и обзора *DES*. Достигнутая в работе Эрнандес-Ланг и др. (2022) точность фотометрических красных смещений скоплений сравнима с точностью, полученной в нашей работе.

Отметим, что характеристики фотометрических красных смещений, полученных в нашей работе, относятся к наиболее массивным скоплениям галактик. Для менее массивных надежность оптического отождествления должна быть хуже. В будущем планируется усовершенствовать процедуру для отождествления и оценки красных смещений менее массивных скоплений галактик. Для этой цели хорошо подойдет выборка скоплений галактик

обзора 400 кв. градусов космической рентгеновской обсерватории *ROSAT* (Буренин и др., 2007).

Результаты нашей работы основаны на данных фотометрических красных смещений галактик обзора *DESI LIS* из работы Цзоу и др. (2022), полученных с применением методов машинного обучения. Планируется, что в будущем наша научная группа получит фотометрические красные смещения галактик на основе фотометрических данных обзоров *Pan-STARRS1*, *DESI LIS*, *WISE*, с использованием методов машинного обучения. Предполагается, что использование большего числа больших обзоров неба в оптических и ИК-диапазонах позволит улучшить точность определения фотометрических красных смещений галактик, что, в свою очередь, позволит улучшить точность фотометрических красных смещений скоплений галактик.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-12-00210. В настоящем исследовании использованы данные наблюдений телескопа еРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (*DLR*). Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Рентгеновский телескоп еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка при поддержке *DLR*. Использованные в настоящей работе данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения *eSASS*, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа еРОЗИТА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берингер и др. (H. Böhringer, P. Schuecker, L. Guzzo, C.A. Collins, W. Voges, R.G. Cruddace, et al.), *Astron. Astrophys.* **425**, 367 (2004).
2. Брузуал, Шарло (G. Bruzual and S. Charlot), *MNRAS* **344**, 1000 (2003).
3. Буренин и др. (R.A. Burenin, A. Vikhlinin, A. Hornstrup, H. Ebeling, H. Quintana, and A. Mescheryakov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **172**, 561 (2007).
4. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 507 (2017).

5. Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Зазнобин И.А., Хорунжев Г.А. и др., Письма в Астрон. журн. **44**, 297 (2018) [R.A. Burenin et al., *Astron. Lett.* **44**, 297 (2018)].
6. Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Гильфанов М.Р., Гроховская А.А., Додонов С.Н. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 461 (2021) [R.A. Burenin et al., *Astron. Lett.* **47**, 443 (2021)].
7. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **48**, 167 (2022) [R.A. Burenin et al., *Astron. Lett.* **48**, 153 (2022)].
8. Буренин Р.А. и др., Письма в Астрон. журн. **49**, 2 (2023).
9. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, et al.), *Astrophys. J.* **692**, 1033 (2009).
10. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, R.A. Burenin, W.R. Forman, A. Hornstrup, et al.), *Astrophys. J.* **692**, 1060 (2009).
11. Воробьев В.С., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Додонов С.Н., и др., Письма в Астрон. журн. **42**, 81 (2016) [V.S. Vorobyev et al., *Astron. Lett.* **42**, 63 (2016)].
12. Вэнь и др. (Z.L. Wen, J.L. Han, and F.S. Liu), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 12 (2012).
13. Дикей, Локман (J.M. Dickey and F.J. Lockman), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **28**, 215 (1990).
14. Дэй и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, et al.), *Astron. J.* **157**, id. 168 (2019).
15. Сообщество Евклида (G. Desprez, S. Paltani, J. Coupon, I. Almosallam, A. Alvarez-Ayllon, et al.), *Astron. Astrophys.* **644**, A31 (2020).
16. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Коноплев В.В. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 77 (2019) [I.A. Zaznobin et al., *Astron. Lett.* **45**, 49 (2019)].
17. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Ляпин А.Р. и др., Письма в Астрон. журн. **46**, 79 (2020) [I.A. Zaznobin et al., *Astron. Lett.* **46**, 79 (2020)].
18. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Ляпин А.Р. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 61 (2021) [I.A. Zaznobin et al., *Astron. Lett.* **47**, 61 (2021)].
19. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Ляпин А.Р., Хорунжев Г.А., Афанасьев В.Л. и др., Письма в Астрон. журн. **47**, 174 (2021) [I.A. Zaznobin et al., *Astron. Lett.* **47**, 174 (2021)].
20. Кляйн и др. (M. Klein, J.J. Mohr, S. Desai, H. Israel, S. Allam, et al.), *MNRAS* **474**, 3324 (2018).
21. Копылова Ф.Г., Копылов А.И., Письма в Астрон. журн. **32**, 95 (2006).
22. Лин и др. (Y.-T. Lin, J.J. Mohr, and S.A. Stanford), *Astrophys. J.* **610**, 745 (2004).
23. Маллис и др. (C.R. Mullis, B.R. McNamara, H. Quintana, A. Vikhlinin, J.P. Henry, et al.), *Astrophys. J.* **594**, 154 (2003).
24. Мещеряков А.В., Глазкова В.В., Герасимов С.В., Буренин Р.А., Хорунжев Г.А., Письма в Астрон. журн. **41**, 339 (2015) [A.V. Meshcheryakov et al., *Astron. Lett.* **41**, 307 (2015)].
25. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, 18 (2021).
26. Пифаретти и др. (R. Piffaretti, M. Arnaud, G.W. Pratt, E. Pointecouteau, and J.-B. Melin), *Astron. Astrophys.* **534**, A109 (2011).
27. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, M. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, 16 (2021).
28. Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, et al.), *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
29. Рыкофф и др. (E.S. Rykoff, E. Rozo, M.T. Busha, C.E. Cunha, A. Finoguenov, et al.), *Astrophys. J.* **785**, 33 (2014).
30. Сарацин (C.L. Sarazin), *Rev. Modern Phys.* **58**, 1 (1986).
31. Сообщество СДСС (SDSS Collaboration: R. Ahumada, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anders, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **233**, 2 (2016).
32. Сообщество СДСС (SDSS Collaboration: R. Ahumada, C.A. Prieto, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anders, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, 3 (2020).
33. Сообщество Планка (Planck 2013 Results XX: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A20 (2014a).
34. Сообщество Планка (Planck 2013 Results XXIX: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A29 (2014b).
35. Сообщество Планка (Planck Intermediate Results XXVI: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **582**, A29 (2015a).
36. Сообщество Планка (Planck 2013 Results XXXII: P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, et al.), *Astron. Astrophys.* **581**, A14 (2015b).
37. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, 38 (2016).
38. Сообщество Планка (Planck 2015 Results XXIV: P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A24 (2016b).
39. Стреблянская и др. (A. Streblyanska, R. Barrena, J.A. Rubiño-Martín, R.F. van der Burg, N. Aghanim, et al.), *Astron. Astrophys.* **617**, A71 (2018).
40. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.) <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141779>, *Astron. Astrophys. Special issue "The Early Data Release of eROSITA and Mikhail Pavlinsky ART-XC on the SRG mission"*, (2021).
41. Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Буренин Р.А., Глушков М.В., Мельников С.С., Ляпин А.Р., Письма в Астрон. журн. **46**, 3 (2020) [I.M. Khamitov et al., *Astron. Lett.* **46**, 1 (2020)].

42. Хилтон и др. (M. Hilton, M. Hasselfield, C. Sifón, N. Battaglia, S. Aiola, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235**, 20 (2018).
43. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifón, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
44. Цзоу и др. (Zou Hu, Gao Jinghua, Zhou Xu, and Kong Xu), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **242**, 8 (2019).
45. Цзоу и др. (Zou Hu, Sui Jipeng, Xue Suijian, Zhou Xu, Ma Jun, et al.), arXiv:2203.17035, (2022).
46. Чэмберс др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, et al.), arXiv:1612.05560, (2016).
47. Шмидт и др. (S.J. Schmidt, A.I. Malz, J.Y.H. Soo, I.A. Almosallam, M. Brescia, et al.), *MNRAS* **499**, 1587 (2020).
48. Эбелинг и др. (H. Ebeling, A.C. Edge, and J.P. Henry), *Astrophys. J.* **533**, 668 (2019).
49. Эйбл и др. (G.O. Abell, H.G.Jr. Corwin, and R.P. Olowin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **70**, 1 (1989).
50. Эрнандес-Ланг и др. (D. Hernández-Lang, J.J. Mohr, M. Klein, S. Grandis, J.-B. Melin, et al.), arXiv:2210.04666 (2022).

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ В ИЗЛУЧЕНИИ МЯГКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

© 2023 г. Е. М. Урвачев^{1,2*}, Д. С. Шидловский^{1,2}, С. И. Блинников^{1,2}, С. И. Глазырин^{1,2}

¹ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”,
Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 09.12.2022 г.

После доработки 11.08.2023 г.; принята к публикации 11.08.2023 г.

При попадании луча света в среду с доминированием рассеяния излучение изотропизуется, часть излучения уходит в обратном направлении, что приводит к немоности профиля плотности энергии излучения внутри такой среды. Возникает локальный максимум, в котором значение плотности энергии при альбедо рассеяния около единицы в разы больше, чем без рассеяния при той же экстинкции. В работе такой эффект исследуется численно в одномерной и двумерной постановках. При этом демонстрируется, что в среде возникает локальный максимум плотности энергии излучения, значение которого зависит от оптической толщи области. Такой эффект может проявляться, например, при попадании излучения гамма-всплеска в нагретые области межзвездной среды. Присутствие же рассеяния в области генерации излучения гамма-всплеска, вблизи фронта сильных ударных волн, сказывается на диаграмме направленности излучения. Структура таких ударных волн примечательна наличием хвоста предпрогрева перед фронтом. Сильное рассеяние в этой области приводит к уходу значительной доли излучения вбок и назад в системе отсчета ударной волны, что после релятивистского преобразования в лабораторную систему формирует дополнительные хвосты в угловом распределении излучения гамма-всплеска. Указанный эффект также численно исследуется в работе в трехмерной постановке.

Ключевые слова: гамма-всплески, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010823080041, **EDN:** YDFDAB

ВВЕДЕНИЕ

Задача о луче прожектора в рассеивающей среде (в английской литературе — searchlight effect) известна из классических работ (Чандрасекар, 1958; Рыбицкий, 1971; см. также обзор Уильямс, 2007). Аналогичная проблема возникает и при рассмотрении переноса нейтронов (см., например, работы Ганаполь и др., 1994; Ганаполь, Конрайх, 1995, в которых приводятся ссылки и излагаются полуаналитические подходы).

В астрофизике примером луча света может служить излучение быстро движущегося объекта. Релятивистский эффект прожектора заключается в том, что за счет абберации даже изотропно излучающий в собственной системе отсчета объект неподвижным наблюдателем будет наблюдаться как узконаправленный световой поток (Рыбицкий, Лайтман, 1985; Постнов, Шакура, 1987; Бочкарев,

1987; Краус, 2000). Узконаправленным может являться и излучение гамма-всплесков.

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые проявления эффекта рассеяния при распространении направленного излучения по сильно рассеивающей области. Такая ситуация может возникнуть, например, когда излучение гамма-всплеска попадает в нагретую (и соответственно рассеивающую) область межзвездной среды (Прохаска и др., 2007). Пока мы будем рассматривать только спектрально мягкие гамма-всплески с максимальной спектральной (по νF_ν) энергией E_p до ~ 500 кэВ. Для фотонов таких энергий можно ограничиться учетом лишь томсоновского изотропного рассеяния. Стоит отметить, что схожей интересной задачей являются вопросы прохождения космических лучей по межзвездной среде (Абдо и др., 2009; Портер и др., 2017; Тибальдо и др., 2021; Вайдмарк и др., 2023).

Интересным примером мягкого гамма-всплеска является событие GRB170817A, для которого $E_p = 185 \pm 62$ кэВ (Гольдштейн и др., 2017).

*Электронный адрес: urvacheyegor@gmail.com

Еще в первых статьях об открытии этого гамма-всплеска через 1.7 секунды после конца регистрации гравитационных волн от GW170817 — сливающихся нейтронных звезд (Эббот и др., 2017), обсуждалось, что наблюдаемая эквивалентная изотропная энергия GRB170817A $E_{\text{iso}} = (4 \pm 1) \times 10^{46}$ эрг (Лэмб, Кобаяши, 2018) на 4 порядка меньше типичной $E_{\text{iso}} \sim 10^{50}$ эрг для коротких гамма-всплесков, характерный разброс которой составляет $\sim 10^{49} - 10^{52}$ эрг (Позаненко и др., 2019; Минаев, Позаненко, 2020). Для объяснения этого факта обсуждается набор моделей. Среди моделей с присутствием ультрарелятивистского джета можно выделить две, когда поток по направлению нормали к фронту в джете практически однороден по углу и имеет довольно резкие границы (в английской литературе — *uniform top-hat*) и с неоднородно спадающим потоком по углу — структурированный джет (*structured jet*). Также рассматриваются сценарии с формированием “кокона” вокруг джета в процессе его торможения, который и дает излучение: однородный джет с коконом (*uniform jet with cocoon*) и модели типа затопленной струи (*choked jet with cocoon*). Такой кокон распространяется в широком телесном угле относительно исходного направления и возможен для джета без ультрарелятивистских скоростей. Подробнее эти модели рассматривались в работе (Кэслиуол и др., 2017) и последующих. Основным выводом этих работ является то, что наблюдение релятивистского джета типа “top-hat” вдоль его оси исключено, внеосевое наблюдение такого джета также маловероятно, а вот модели с коконом представляют наибольший интерес. Эти модели развиваются до сих пор (см., например, обзор Салафия, Гирланда, 2022). Отметим, что анализ (Кэслиуол и др., 2017) опирался на чисто гидродинамические расчеты джетов (Брумберг и др., 2011; Гэррисон и др., 2018) и не включал согласованных радиационно-гидродинамических расчетов.

Механизм, производящий гамма-излучение, до сих пор активно обсуждается (см. обзор Бозняк и др., 2022). Тем не менее для производства гамма-излучения в том или ином виде должны присутствовать сильные ударные волны. Перед фронтом такой ударной волны должна присутствовать зона предпрогрева (Толстов и др., 2015), в которой будут доминировать процессы электронного рассеяния. Таким образом, рассеяние важно учитывать и при рассмотрении задачи генерации излучения гамма-всплеска. В настоящей работе мы также рассматриваем эффекты рассеяния в среде перед джетом, которые приводят к усилению бокового ухода излучения. Этот механизм, в частности, может объяснять возникновение структурированного джета. Для демонстрации этого эффекта будем

рассматривать модельную задачу о распространении по рассеивающей среде излучения пластины, играющей роль фронта ударной волны. В такой модели входящая интенсивность излучения через границу области предполагается изотропной, что качественно отличает ситуацию от случая рассеяния узконаправленного луча света. Такое различие приведет и к отличающемуся влиянию рассеяния на картину поля излучения в задаче о генерации излучения гамма-всплеска.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛУЧА СВЕТА В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Начнем с модельной задачи о попадании узконаправленного потока излучения в сильно рассеивающую среду. Будем изучать только перенос излучения без учета гидродинамики.

Для начала рассмотрим простую одномерную ситуацию, когда все величины зависят только от координаты вдоль оси X — геометрия плоской пластины (в английской литературе — *slab*). В аналогичном приближении в работе (Урвачев и др., 2021) исследовалась задача о попадании светового луча в рассеивающую среду при разных альбедо ω (где ω — отношение коэффициента рассеяния к полному коэффициенту непрозрачности). При этом было явно показано, что если альбедо близко к единице, то плотность энергии излучения сначала увеличивается с пройденным расстоянием по среде, а только лишь потом начинает уменьшаться. Таким образом, пространственный профиль имеет локальный максимум, в котором значение плотности энергии в разы больше, чем без рассеяния при той же экстинкции. Такое поведение будем называть “уярчением луча”. Аналогичный эффект наблюдается и при рассмотрении классической задачи Чандрасекара (Чандрасекар, 1958) в работах (Варса, 2002; Хейс, Норман, 2003).

Важно отметить, что в работе Урвачева и др. (2021) полная оптическая толщина области оставалась постоянной, менялось лишь альбедо рассеяния. В настоящей работе рассмотрим постановку для исследования влияния величины коэффициента рассеяния на эффект уярчения луча. В одномерной области $[0, x_0]$ на левой границе задается входящая ($\mu \geq 0$) интенсивность излучения $I(\mu) = I_0 \delta(\mu)$, где δ — дельта-функция Дирака, а $\mu = \cos \theta$, где θ — угол между направлением распространения излучения и нормалью к границе. Такие условия соответствуют входящему потоку излучения $F_0 = cU_0$, где c — скорость света, а $U_0 = I_0/c$ — плотность энергии излучения. Как размер области x_0 , так и U_0 могут быть выбраны произвольными — их абсолютные значения не важны для демонстрации эффекта. Пусть фиксированная длина свободного пробега по поглощению

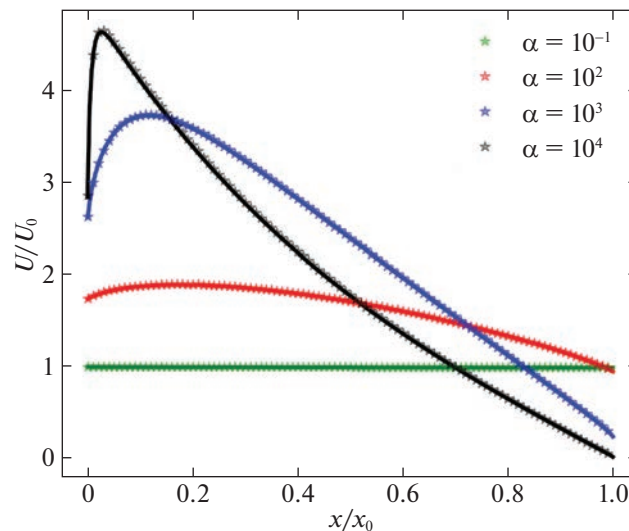


Рис. 1. Относительная плотность энергии излучения в стационарном решении одномерной задачи о распространении луча света в рассеивающей среде при различном отношении коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения α . Результаты расчета кодом SHDOM изображены сплошными линиями, а результаты Монте-Карло расчета — маркерами. Расположение профилей сверху вниз соответствует значениям $\alpha = 10^4, 10^3, 10^2, 10^{-1}$.

равна $l_{\text{abs}} = 10^2 x_0$, т.е. среда на рассматриваемом масштабе слабо поглощающая. Длина пробега по рассеянию — $l_{\text{scat}} = l_{\text{abs}}/\alpha$, где коэффициент α (равный, в свою очередь, отношению коэффициентов рассеяния и поглощения) может принимать различные значения. Предполагаем, что рассеяние изотропное, близкое к томсоновскому, что верно для рассматриваемых нами фотонов с энергиями до ~ 500 кэВ. Таким образом, общая оптическая толщина области будет равняться $\tau = 10^{-2}(\alpha + 1)$, а альбеда — $\omega = \alpha/(\alpha + 1)$.

В качестве первого приближения предположим, что характерное время установления структуры поля излучения меньше, чем время длительности импульса гамма-излучения. Кроме этого, если не принимать во внимание быстрые переходные процессы, то качественные выводы можно сделать на основе стационарного решения рассматриваемой задачи. Найдем его с помощью модифицированной и протестированной версии (Томинага и др., 2015; Урвачев и др., 2021) кода SHDOM (Эванс, 1998; Пинкус, Эванс, 2009), в котором реализовано решение уравнения переноса излучения для интенсивности вдоль дискретных ординат, а для точного учета рассеяния используется разложение по сферическим гармоникам. Для дополнительной валидации использовались результаты расчета по собственному одномерному Монте-Карло коду, в котором используется алгоритм, предложенный в работе (Уитни и др., 2013).

Плотность энергии излучения в одномерном случае для различных значений α (отношений ко-

эффициента рассеяния к коэффициенту поглощения) изображена на рис. 1. Результаты расчетов с помощью различных подходов очень хорошо согласуются друг с другом. При $\alpha = 10^{-1}$ луч практически не испытывает взаимодействия со средой, и плотность энергии излучения на масштабах рассматриваемой области остается постоянной. При $\alpha = 10^2, 10^3$ и 10^4 альбеда близко к единице, и наблюдается значительное повышение плотности энергии у основания луча. Для случая $\alpha = 10^4$ максимальная плотность энергии оказывается в 4 с лишним раза выше, чем для случая $\alpha = 10^{-1}$. При этом явно образуется локальный максимум энергии излучения — эффект “уярчения”. Следует отметить, что результаты по обоим кодам очень хорошо согласуются друг с другом.

Если рассматривать луч конечной ширины, то уже невозможно пренебрегать многомерными эффектами: рассеянная энергия уходит в поперечном направлении от луча. Рассмотрим двумерный аналог вышеописанной задачи. В плоской области размером $[0; x_0] \times [0; y_0]$ ($x_0 = y_0$) луч будет иметь конечную ширину и ненулевое значение входящего потока $F_0 = cU_0$, который задается на границе $x = 0$ при $y \in [0; 0.25x_0]$. Остальные параметры задачи аналогичны одномерному случаю. В такой постановке расчеты проводились только с помощью кода SHDOM, который является многомерным.

Плотность энергии излучения в двумерном случае для различных отношений коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения изображена на рис. 2. При малом рассеянии луч практически не

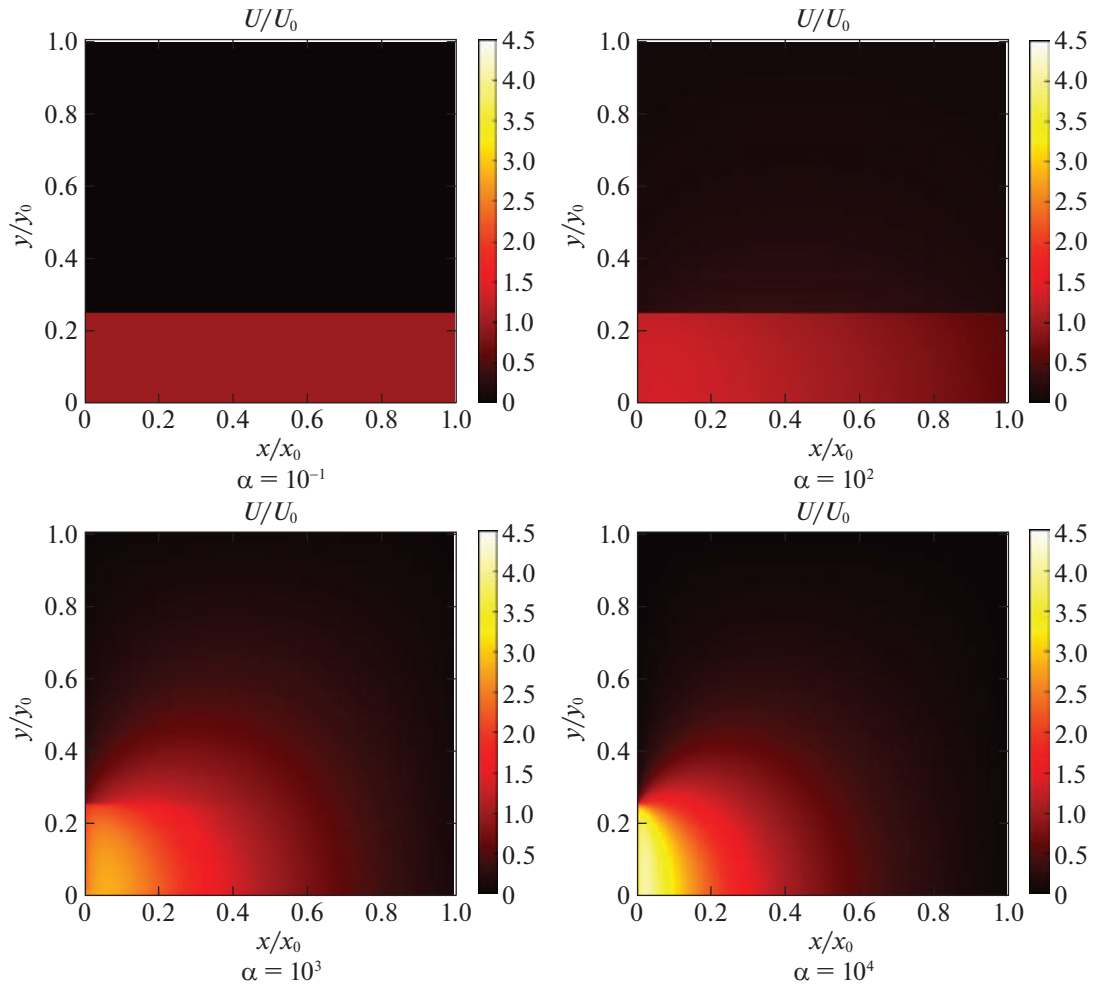


Рис. 2. Относительная плотность энергии излучения в стационарном решении двумерной задачи о распространении луча света в рассеивающей среде при различном отношении коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения α . Расчеты проведены с помощью кода SHDOM.

меняет форму и распространяется вдоль исходного направления. Увеличение же рассеяния, как и в одномерном случае, приводит к формированию локального максимума в плотности энергии. Рассеянная энергия уходит под углами к исходному направлению. Для детального сравнения можно рассмотреть величину плотности энергии вдоль поперечного направления $x = 0.1x_0$, что показано на рис. 3. Естественно, что при сильном рассеянии плотность энергии излучения в области $y > 0.25y_0$ на несколько порядков больше, чем при малом рассеянии. Важно отметить, что ее величина оказывается сравнима уже с плотностью энергии в самом луче.

Важно отметить, что для возникновения такого локального максимума необходим узконаправленный поток излучения, что и задавалось в рассмотренном случае как входящая интенсивность на границе $I(\mu) = I_0\delta(\mu)$. Как было отмечено выше,

такая ситуация может возникнуть, если излучение, испущенное сильно релятивистским джетом, по пути попадет в рассеивающую область межзвездной среды. За счет наличия небольшого (по сравнению с рассеянием) поглощения локальный максимум в плотности энергии излучения может оказать влияние на вещество и привести к его дополнительному нагреву. Именно поэтому при рассмотрении вопросов распространения излучения гамма-всплесков важно аккуратно учитывать эффекты рассеяния.

ЭФФЕКТЫ РАССЕЯНИЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКА

Перейдем теперь к исследованию влияния эффектов рассеяния на генерацию излучения гамма-всплесков, предполагая, что излучение объясняется наличием джета. Чтобы сделать количественные

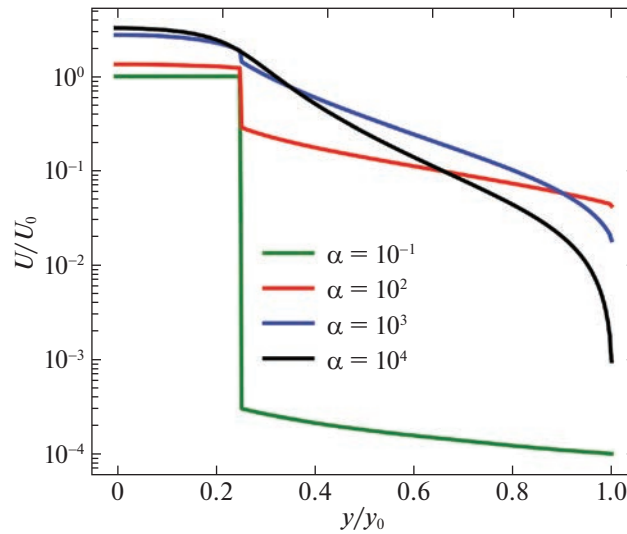


Рис. 3. Относительная плотность энергии излучения вдоль линии $x = 0.1x_0$ в стационарном решении двумерной задачи о распространении луча света в рассеивающей среде при различном отношении коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения α . Расчеты проведены с помощью кода SHDOM. Расположение профилей сверху вниз соответствует значениям $\alpha = 10^4, 10^3, 10^2, 10^{-1}$.

оценки эффекта рассеяния, сформулируем простую модель излучения гамма-всплеска. Представим, что излучение уходит с поверхности сильной ударной волны. Из работы (Толстов и др., 2015) видно, что перед фронтом ударной волны имеется предпрогретая область, т.е. повышенная концентрация электронов, что усиливает вклад рассеяния в общую непрозрачность. В системе отсчета джета излучение имеет широкую диаграмму направленности, так как источник излучения является тепловым, поэтому локального максимума из-за рассеяния, продемонстрированного в разделе выше, не возникает.

Будем полагать, что в системе отсчета ударной волны излучение уходит изотропно в переднюю полусферу, т.е. в этом случае интенсивность $I(\mu) = I_0 \mathcal{H}(\mu)$, где $\mathcal{H}$ — ступенчатая функция Хевисайда. Из-за релятивистского преобразования интенсивности $I'(\mu', \nu') = (\nu'/\nu)^3 I(\mu, \nu)$ (Михалас, Михалас, 1984), получим для проинтегрированной по частоте ν' интенсивности (величины, отмеченные штрихом, измерены в системе координат удаленного наблюдателя, а без штриха — в системе отсчета ударной волны):

$$I'(\mu') = \Gamma^4 \times \left[1 + \frac{\mu' - v/c}{1 - v\mu'/c} \left(1 - \frac{1}{\Gamma^2} \right)^{1/2} \right]^4 I(\mu), \quad (1)$$

где v — скорость системы отсчета, $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — гамма-фактор. Тогда светимость в

единице телесного угла

$$\frac{dL'}{d\mu'} = \mu' \int ds I'(\mu') = \mu' S_{\text{rad}} I'(\mu'), \quad (2)$$

где S_{rad} — площадь излучательной поверхности (в данном случае сильной ударной волны), I' — интенсивность, которая считается постоянной по поверхности фронта ударной волны. Итого в рассматриваемой модели плоской ударной волны получим выражение

$$\frac{dL'}{d\mu'} = \mu' S_{\text{rad}} \Gamma^4 \times \left[1 + \frac{\mu' - v/c}{1 - v\mu'/c} \left(1 - \frac{1}{\Gamma^2} \right)^{1/2} \right]^4 I_0. \quad (3)$$

Будем рассматривать джет с конечным углом раствора θ_{jet} . Больше всего нас интересует сильная угловая зависимость светимости при наблюдении джета сбоку, поэтому рассмотрим боковой край фронта ударной волны и, соответственно, углы вне геометрического раствора джета, для которых $\mu' = \cos(\theta' - \theta_{\text{jet}})$. Светимость же при углах наблюдения $\theta' < \theta_{\text{jet}}$, которые меньше угла раствора джета, будет слабо зависеть от θ' , из-за достаточно широкого фронта ударной волны, который практически однороден. Представленные аналитические оценки указывают на спад потока на краю джета вне его физического угла раствора. Излучение, которое уходит под углом $\pi/2$ к направлению распространения ударной волны в ее системе отсчета,

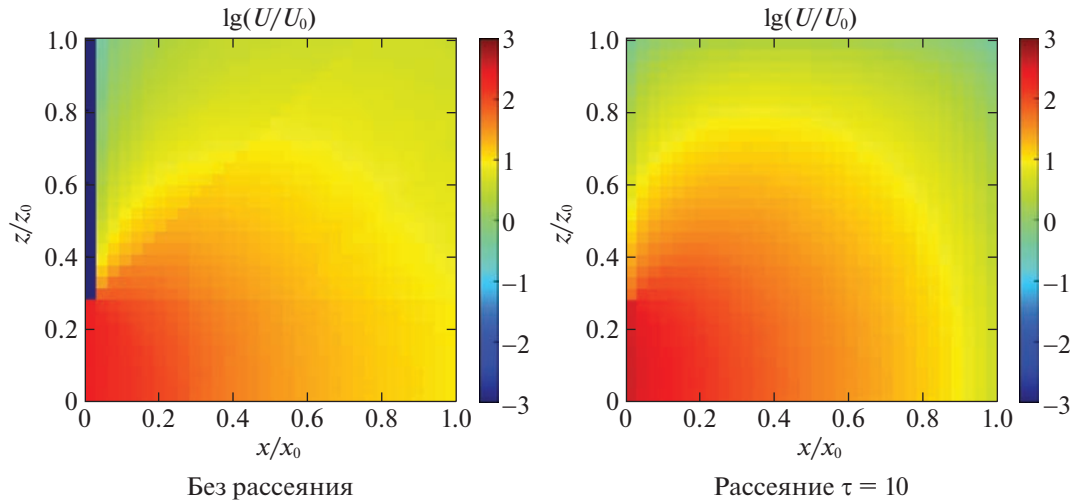


Рис. 4. Относительная плотность энергии излучения в стационарном решении модельной трехмерной задачи (приведен двумерный xz срез по плоскости $y = 0$) об излучении фронта ударной волны для двух случаев: среда без рассеяния и рассеивающая среда с оптической толщиной $\tau = 10$. Расчеты проведены с помощью кода SHDOM.

в результате лоренц-преобразования будет уходить уже под малым углом в системе наблюдателя. В результате восстанавливается зависимость потока излучения от угла для сценария типа “top-hat”.

Теперь представим, что перед светящим фронтом ударной волной в его системе отсчета присутствует рассеивающая среда. В этом случае аналитически задачу уже не решить, поэтому перейдем к численным расчетам с помощью кода SHDOM. Для уменьшения вычислительной стоимости будем моделировать лишь край джета.

Рассмотрим трехмерную область размером $[0, x_0] \times [0, y_0] \times [0, z_0]$ ($x_0 = y_0 = z_0$) с симметрией относительно плоскостей $y = 0$ и $z = 0$, которая задается с помощью граничных условий. Длина свободного пробега по рассеянию равна $l_{\text{scat}} = 0.1x_0$, таким образом оптическая толщина области равняется $\tau = 10$, что соответствует случаю сильного рассеяния. Входящая интенсивность излучения $I(\mu) = I_0 \mathcal{H}(\mu)$ задается на границе $x = 0$ в области радиусом $0.25x_0$ с центром в начале координат. Аналогично предыдущему разделу рассмотрим стационарное решение уравнения переноса излучения. Зависимость светимости от угла найдем на этапе постобработки с помощью численного интегрирования потоков по внешним поверхностям расчетной области (плоскости симметрии не учитываются). Для сравнения в единой постановке проводится второй расчет без учета рассеяния.

На рис. 4 представлены распределения относительной плотности энергии излучения, которые показывают характер решения. Для единообразия

плотность энергии аналогично предыдущему разделу нормирована на величину $U_0 = I_0/c$. В случае присутствия рассеяния значительная часть энергии уходит в обратном направлении, что показывает угловая зависимость $dL/d\mu$, нормированная на $L_0 = S_{\text{rad}} I_0$ (см. рис. 5). Стоит отметить, что в результате рассеяния излучение становится изотропным, но отличается от излучения пластины (см. выше), для которой $dL/d\mu \propto \mu I_0$. В частности, из-за рассеяния имеется ненулевой поток в поперечном направлении.

Теперь перейдем в систему отсчета удаленного наблюдателя, в которой джет движется с гамма-фактором Γ (рассмотрим два значения — $\Gamma_1 = 10$ и $\Gamma_2 = 100$). Лоренц-преобразованные по формуле (3) светимости для этой задачи (как с рассеянием, так и без), нормированные на L_0 , показаны на рис. 6. Без рассеяния излучение пластины с каждой из сторон ограничено углом 90° , а в результате абберации этот угол уменьшается до нескольких градусов (точное значение зависит от лоренц-фактора джета). Эффект рассеяния вместе с релятивистским эффектом дает заметный вклад в излучение под большими углами. Например, для $\Gamma = 10$ светимость падает в 10^4 раз на больших углах до 30° . В контексте GRB170817A умеренный релятивистский фактор джета и сильное рассеяние могут объяснять значение светимости на 4 порядка ниже значения по оси — по разным оценкам мы видим объект под большими углами: $\theta = 18^\circ \pm 8^\circ$ (Мандел, 2018), $\theta = 32^{+10}_{-13} \pm 1.7^\circ$ (Финстад и др., 2018). В целом рассеяние можно рассматривать как естественную причину, объясняющую угловую структуру джетов: рассеяние превращает модель

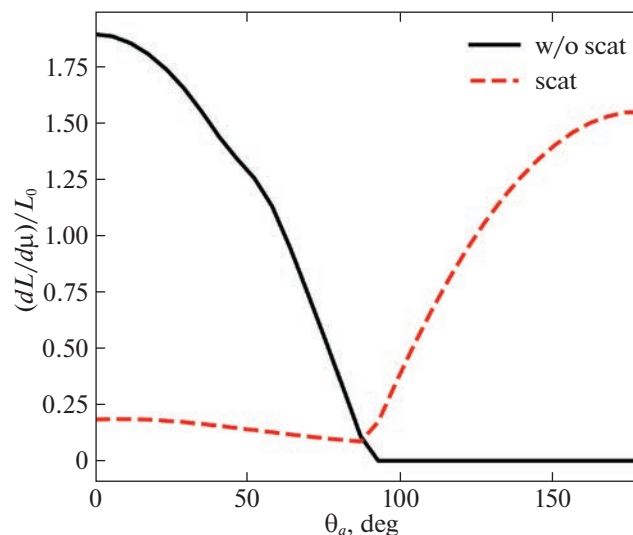


Рис. 5. Зависимость нормированной светимости $(dL/d\mu)/L_0$ от угла $\theta_a = \theta - \theta_{\text{jet}}^0$ в системе отсчета фронта ударной волны, где θ — угол наблюдения, а θ_{jet}^0 — угол раствора джета (также измеренный в системе отсчета фронта ударной волны). Сплошная линия соответствует случаю без рассеяния, а штриховая — случаю с рассеянием.

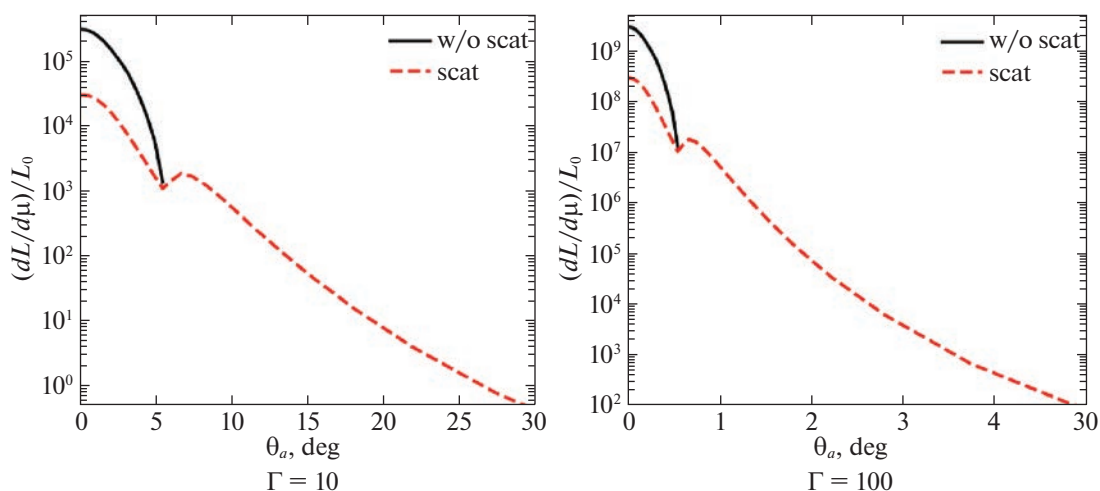


Рис. 6. Зависимость нормированной светимости $(dL'/d\mu')/L_0$ от угла $\theta_a = \theta' - \theta'_{\text{jet}}$ в системе отсчета удаленного наблюдателя, в которой джет движется с различными гамма-факторами Γ , где θ' — угол наблюдения, а θ_{jet} — угол раствора джета. Сплошная линия соответствует случаю без рассеяния, а штриховая — случаю с рассеянием.

джета типа “top-hat” в модель “structured-jet” в терминологии англоязычных публикаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривался эффект изотропизации излучения луча света, попадающего в сильно рассеивающую среду. В одномерном численном моделировании с помощью двух подходов: методом дискретных ординат и методом Монте-Карло показано возникновение области уярчения,

т.е. немонотонности в поведении плотности энергии излучения. Этот результат был подтвержден и в двумерном моделировании с помощью метода дискретных ординат. Наблюдался связанный с этим естественный результат: значительная часть энергии уходит в направлениях, отличных от исходного направления распространения луча. Плотность энергии излучения вне области распространения луча при слабом рассеянии на несколько порядков меньше, чем при доминировании рассеяния. При сильном рассеянии такая внеосевая плотность

энергии становится уже сравнимой с плотностью внутри луча. Подобный эффект может быть важен при попадании излучения гамма-всплеска в рассеивающую область межзвездной среды. Даже при слабом поглощении такое повышение плотности энергии излучения может оказать влияние на среду и привести, например, к ее дополнительному нагреву. Также эффект может проявиться и при взаимодействии космических лучей с межзвездной средой. Для детального исследования такого сценария необходим уже учет более сложных моделей рассеяния из-за высокой энергии космических лучей.

Кроме того, в работе исследовалось влияние эффектов рассеяния на генерацию излучения гамма-всплесков. Дополнительное рассеяние вбок и в обратном направлении приводит к формированию хвостов в излучении релятивистского джета: при переходе из быстро движущейся системы отсчета в систему наблюдателя излучение, распространяющееся назад и вбок, из-за абберации дает дополнительную светимость под большими углами к направлению распространения джета. Таким образом, рассеяние может быть естественной причиной, приводящей к образованию структурированного джета (structured jet). Количественно этот эффект рассмотрен для модельной задачи о светящейся пластине, которая играет роль излучения фронта ударной волны. В рамках этой постановки показано, что рассеяние приводит к падению потока в 10^4 раз по сравнению с центральной частью на углах порядка 30° для умеренно-релятивистского джета с гамма-фактором $\Gamma \sim 10$, что качественно согласуется с данными наблюдений для гамма-всплеска GRB170817A.

Стоит отметить и альтернативные сценарии для GRB170817A со взрывом маломассивной нейтронной звезды, как и предлагалось в первых статьях, предсказавших связь слияния нейтронных звезд с гамма-всплесками, и в моделях, которых развиваются до сих пор (Блинников и др., 1984, 1990, 2021, 2022).

Детальное исследование этого вывода требует дальнейших радиационно-гидродинамических расчетов, в которых учитывается рассеяние. Подобное моделирование проводилось в работе (Ривера-Палео, Гузман, 2018). Из нее видно, что заметная доля излучения в системе отсчета наблюдателя идет под большим углом к оси джета. В этой статье эффект луча в рассеивающей среде (searchlight effect) явно не упоминается, но виден по результатам. Следует добавить, что использованный в расчетах метод M1-приближения для переноса излучения при определенных условиях вносит артефакты в решения для рассеивающей среды (Урвачев и др., 2021). Расчеты, проведенные

в настоящей работе, хоть и являются сильно упрощенными, подтверждают реальность эффекта, так как используют гораздо более точный метод дискретных ординат, реализованный в коде SHDOM.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00229-П. Авторы благодарны анонимным рецензентам за крайне важные предложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдо и др. (A.A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, et al.), *Astrophys. J.* **703**, 1249 (2009).
2. Блинников и др., *Письма в Астрон. журн.* **10**, 422 (1984).
3. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, V.S. Imshennik, D.K. Nadezhin, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
4. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, D.K. Nadyozhin, N.I. Kramarev, and A.V. Yudin), *Astron. Rep.* **65**, 631 (2021).
5. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), *Particles* **5**, 198 (2022).
6. Бозняк и др. (Z. Bosnjak, R. Barniol Duran, and A. Peér), *Galaxies* **10**, 38 (2022).
7. Бочкарев Н.Г., *Письма в Астрон. журн.* **13**, 1007 (1987).
8. Брумберг и др. (O. Bromberg, E. Nakar, T. Piran, and R. Sari), *Astrophys. J.* **740**, 100 (2011).
9. Вайдмарк и др. (A. Widmark, M. Korsmeier, and T. Linden), *Phys. Rev. Lett.* **130**, 161002 (2023).
10. Варса (J.S. Warsa), *Ann. Nucl. Energy* **29**, 851 (2002).
11. Ганаполь и др. (B.D. Ganapol, D.E. Kornreich, J.A. Dahl, D.W. Nigg, S.N. Jahshan, and C.A. Wemple), *Nucl. Sci. Engineer.* **118**, 38 (1994).
12. Ганаполь, Конрайх (B.D. Ganapol and D.E. Kornreich), *Transport Theory and Statistic. Phys.* **24**, 89 (1995).
13. Гольдштейн и др. (A. Goldstein, P. Veres, E. Burns, M.S. Briggs, R. Hamburg, D. Kocevski, C.A. Wilson-Hodge, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **848**, L14 (2017).
14. Гэпприсон и др. (R. Harrison, O. Gottlieb, and E. Nakar), *MNRAS* **477**, 2128 (2018).
15. Краус (U. Kraus), *Am. J. Phys.* **68**, 56 (2000).
16. Кэслиуол и др. (M.M. Kasliwal, E. Nakar, L.P. Singer, D.L. Kaplan, D.O. Cook, A. Van Sistine, R.M. Lau, C. Fremling, et al.), *Science* **358**, 1559 (2017).
17. Лэмб, Кобаяши (G.P. Lamb and S. Kobayashi), *MNRAS* **478**, 733 (2018).
18. Мандел (I. Mandel), *Astrophys. J. Lett.* **853**, L12 (2018).
19. Михалас, Михалас (D. Mihalas and B.W. Mihalas), *Foundations of radiation hydrodynamics* (New York: Oxford Univ. Press., 1984)

20. Пинкус, Эванс (R. Pincus and K.F. Evans), *J. Atmospheric Sci.* **66**, 3131 (2009).
21. Портер и др. (T.A. Porter, G. Jóhannesson, and I.V. Moskalenko), *Astrophys. J.* **846**, 67 (2017).
22. Позаненко А.С. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 768 (2019) [A.S. Pozanenko, et al., *Astron. Lett.* **45**, 710 (2019)].
23. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020).
24. Постнов К.А., Шакура Н.И., Письма в Астрон. журн. **13**, 300 (1987).
25. Прохаска и др. (J.X. Prochaska et al.), *Astrophys. J.* **666**, 267 (2007).
26. Ривера-Палео, Гузман (F.J. Rivera-Paleo and F.S. Guzman), *MNRAS* **479**, 2796 (2018).
27. Рыбickий (G.B. Rybicki), *J. Quantitat. Spectroscopy and Radiat. Transfer* **11(6)**, 827 (1971).
28. Рыбickий, Лайтман (G.B. Rybicki and A.P. Lightman), *Radiative processes in astrophysics* (Wiley-VCH, 1985).
29. Салафия, Гирланда (O.S. Salafia and G. Ghirlanda), *Galaxies* **10**, 93 (2022).
30. Тибальдо и др. (L. Tibaldo, D. Gaggero, and P. Martin), *Universe* **7**, 141 (2021).
31. Толстов и др. (A. Tolstov, S. Blinnikov, Sh. Nagataki, and K. Nomoto), *Astrophys. J.* **811**, 47 (2015).
32. Томинага и др. (N. Tominaga, S. Shibata, and S.I. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **219**, 38 (2015).
33. Уильямс (M. Williams), *J. Phys. A Math. General* **40**, 6407 (2007).
34. Уитни и др. (B.A. Whitney, T.P. Robitaille, J.E. Bjorkman, R. Dong, M.J. Wolff, K. Wood, and J. Hono), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **207**, 30 (2013).
35. Урвачев и др. (E. Urvachev, D. Shidlovski, N. Tominaga, S. Glazyrin, and S.I. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **256**, 8 (2021).
36. Финстад и др. (D. Finstad, S. De, D.A. Brown, E. Berger, and Ch.M. Biwer), *Astrophys. J. Lett.* **860**, L2 (2018).
37. Хейс, Норман (J.C. Hayes and M.L. Norman), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **147**, 197 (2003).
38. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), *Proceed. Nation. Acad. Sci.* **44(9)**, 933 (1958).
39. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), *Radiative transfer* (Courier Corporation, 1960).
40. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.) *Astrophys. J. Lett.* **848**, L13 (2017).
41. Эванс (K.F. Evans), *J. Atmospheric Sci.* **55**, 429 (1998).

СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВСПЫШКИ 2012b СВЕРХНОВОЙ 2009ip

© 2023 г. Е. М. Урвачев^{1,2,3*}, С. И. Блинников^{1,2,3,4},
С. И. Глазырин^{1,2,5}, Д. С. Шидловский^{1,2}

¹ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”,
Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

⁴Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.05.2023 г.

После доработки 11.08.2023 г.; принята к публикации 11.08.2023 г.

Моделирование вспышки в сентябре 2012 г. сверхновой 2009ip, которая относится к типу IIp, проведено с помощью двух независимых кодов FRONT и STELLA. Полученные кривые блеска в диапазоне UBVRI хорошо согласуются друг с другом, а также с данными наблюдений. Особое внимание уделено динамике возникающего плотного тонкого слоя, который определяет светимость объекта и применяется для метода прямого определения расстояния до сверхновой. Были проведены двумерные спектральные радиационно-гидродинамические расчеты модели SN2009ip, подтвердившие вывод об устойчивости этого слоя на временах применения метода.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010823080053, **EDN:** YDFDTW

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая 2009ip обладает рядом примечательных наблюдательных свойств. Слабая вспышка 2009 г. была отнесена к классу импостеров (Маза и др., 2009; Кочанек и др., 2012), т.е. произошли выброс массы и увеличение свечения, но настоящего взрыва сверхновой не было. В 2012 г. была зафиксирована гораздо более сильная вспышка, позволившая идентифицировать объект уже как сверхновую типа IIp (Прието и др., 2013; Маргутти и др., 2014). К такому классу объектов может быть применен метод плотного слоя (Dense Shell Method — DSM), являющийся прямым методом определения космологических расстояний (Блинников и др., 2012). Определенное с помощью метода DSM расстояние до SN2009ip оказалось в очень хорошем согласии с расстоянием до родительской галактики (Поташов и др., 2013). Применение метода в базовом варианте подразумевает, что свечение объекта определяется слоем, на котором расположена фотосфера и который является

сферически-симметричным на этапе роста кривой блеска. Такое же приближение использовалось и при применении метода DSM к SN2009ip в работе Поташова и др. (2013).

Радиационно-гидродинамическое моделирование SN2009ip преимущественно проводится в рамках одномерных сферически-симметричных приближений (Бакланов и др., 2013; Чугай, 2022). В реальности из-за различных неустойчивостей слой может очень сильно деформироваться (Шевалье, Блондин, 1995; Бадьин и др., 2016; Урвачев и др., 2021), что невозможно самосогласованно промоделировать в одномерных кодах. Многомерное же моделирование SN2009ip ранее проводилось либо вообще без учета переноса излучения (Макдауэл и др., 2017), либо с использованием очень грубых моделей непрозрачности (Урвачев, Глазырин, 2022). Более сложные многомерные расчеты проводились без привязки к конкретным объектам (Власис и др., 2016).

Кривая блеска SN2009ip в 2012 г. имеет сложное поведение во времени: на ней присутствуют сразу два этапа роста светимости — вспышки

*Электронный адрес: urvachevyegor@gmail.com

2012a (в августе) и 2012b (около 24 сентября). При этом для SN2009ip можно выделить две группы моделей (Чугай, 2022): с одним взрывом и с двумя. В настоящей работе, как и в работе Бакланова и др. (2013), мы сосредоточимся на вспышке 2012b, поскольку наблюдения, использовавшиеся для метода DSM, были сделаны во время нее. При этом мы будем предполагать, что взрыв имел место незадолго до самой вспышки.

Для возможности учета реалистичных моделей непрозрачности был доработан радиационно-гидродинамический модуль кода FRONT. В настоящей статье сверяются одномерные результаты моделирования вспышки 2012b сверхновой 2009ip по двум разным кодам FRONT и STELLA (Блинников и др., 1998) в одинаковой постановке. В дальнейшем эта же постановка исследуется в двумерном (RZ-цилиндрическая геометрия с осевой симметрией) варианте, что позволяет исследовать возможную неустойчивость слоя.

МНОГОГРУППОВОЙ ВАРИАНТ МОДУЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

В коде FRONT система уравнений переноса излучения записана на первые два момента интенсивности излучения, измеренные в сопутствующей системе отсчета, связанной со средой, с точностью до членов $O(v/c)$ (Вайтет и др., 2011; Скиннер и др., 2019):

$$\partial_t U_\nu + \partial_i (F_{\nu i} + v_i U_\nu) + P_{\nu ij} \partial_j v_i - \partial_j v_i \partial_\nu (\nu P_{\nu ij}) = -c G_\nu^0, \quad (1)$$

$$\partial_t F_{\nu i} + \partial_j (c^2 P_{\nu ij} + v_j F_{\nu i}) + F_{\nu j} \partial_i v_j - \partial_k v_j \partial_\nu (\nu Q_{\nu ijk}) = -c^2 G_{\nu i}, \quad (2)$$

где v_i — скорость среды, c — скорость света, U_ν , $F_{\nu i}$, $P_{\nu ij}$, $Q_{\nu ijk}$ — плотность энергии, поток, тензор давления и тензор теплового потока излучения на частоте ν в сопутствующей системе отсчета соответственно, а члены правой части уравнений:

$$G_\nu^0 = \kappa_\nu^a (U_\nu - U_\nu^{pl}), \quad (3)$$

$$G_{\nu i} = \kappa_\nu^t \frac{F_{\nu i}}{c}, \quad (4)$$

где κ_ν^a и κ_ν^t — коэффициент истинного поглощения и экстинкция (часто называемая коэффициентом поглощения), учитывающая еще и рассеяние, на частоте ν соответственно, а

$$U_\nu^{pl} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (5)$$

где h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, а T — температура вещества. Эта система уравнений получается напрямую из полного уравнения переноса.

Многогрупповой подход предполагает разбиение спектра излучения на конечное количество относительно узких частотных диапазонов — групп. Для получения уравнений в многогрупповом приближении необходимо проинтегрировать уравнения (1) и (2) по частоте от ν_1 до ν_2 в пределах одной группы (а не от 0 до ∞ , как в случае одной группы):

$$\begin{aligned} \partial_t U_{gr} + \partial_i (F_{gr,i} + v_i U_{gr}) + \\ + P_{gr,ij} \partial_j v_i - \partial_j v_i \left[(\nu P_{\nu ij})_{\nu_2} - (\nu P_{\nu ij})_{\nu_1} \right] = \\ = -c G_{gr}^0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \partial_t F_{gr,i} + \partial_j (c^2 P_{gr,ij} + v_j F_{gr,i}) + \\ + F_{gr,j} \partial_i v_j - \partial_j v_i \left[(\nu Q_{\nu ijk})_{\nu_2} - (\nu Q_{\nu ijk})_{\nu_1} \right] = \\ = -c^2 G_{gr,i}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$G_{gr}^0 = \kappa_{gr}^a (U_{gr} - U_{gr}^{pl}), \quad (8)$$

$$G_{gr,i} = \kappa_{gr}^t \frac{F_{gr,i}}{c}, \quad (9)$$

где $U_{gr}^{pl} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} U_\nu^{pl} d\nu$, κ_{gr}^a и κ_{gr}^t — средние по группе коэффициенты непрозрачности, вносящие вклад в уравнения энергии и потока соответственно (более детальное описание будет приведено в следующем разделе). Члены G описывают скорость передачи энергии и импульса между веществом и излучением.

Для замыкания системы уравнений (6)–(7) воспользуемся аналитическим замыканием, которое применялось в случае одной группы по частоте излучения (Левормор, 1984; Дюброка, Фюжа, 1999):

$$P_{gr,ij} = D_{ij} U_{gr}, \quad (10)$$

$$D_{ij} = \frac{1 - \xi}{2} \delta_{ij} + \frac{3\xi - 1}{2} n_i n_j, \quad (11)$$

$$\xi = \frac{3 + 4f^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3f^2}}, \quad f = \frac{|F_{gr}|}{c U_{gr}}, \quad (12)$$

$$f_i = \frac{F_{gr,i}}{c U_{gr}}, \quad n_i = \frac{F_{gr,i}}{|F_{gr}|}.$$

Такое замыкание является хорошей интерполяцией между двумя предельными случаями: диффузионным (когда $f_i \ll 1$) и направленным излучением ($f_i \approx 1$). Такую модель будем называть многогрупповым M1-приближением.

В М1-приближении также может быть аналитически вычислен тензор теплового потока излучения, необходимый для учета доплеровских членов (Вайтет и др., 2011):

$$Q_{gr,ijk} = H_{ijk} U_{gr} c, \quad (13)$$

$$H_{ijk} = (f_i \delta_{jk} + f_j \delta_{ik} + f_k \delta_{ij}) \phi_1 + (f_i f_j f_k) \phi_2, \quad (14)$$

$$\phi_1 = \frac{(f-2+a)(f+2-a)}{4f(a-5)^5} \times \left[12 \ln \left(\frac{f-2+a}{f+2-a} \right) \times \right. \\ \left. \times (f^4 + 2af^2 - 7f^2 - 4a + 8) + 48f^2 - 9af^3 - 80f + 40af \right], \quad (15)$$

$$\phi_2 = \frac{1}{f^3(a-2)^5} \left[60 \ln \left(\frac{f-2+a}{f+2-a} \right) \times \right. \\ \left. \times (-f^6 + 15f^4 - 3af^4 + 15af^2 - 42f^2 - 16a + 32) + \right. \\ \left. + 54af^5 - 465f^5 - 674af^3 + 2140f^3 + 1056af - 2112f \right], \quad (16)$$

$$a = \sqrt{4 - 3f^2}. \quad (17)$$

Уравнения (6) и (7) объединены с уравнениями гидродинамики следующим образом (Скиннер и др., 2019):

$$\partial_t \rho + \partial_i (\rho v_i) = 0, \quad (18)$$

$$\partial_t (\rho v_i) + \partial_j (\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = \sum_{\text{groups}} G_{gr,i}, \quad (19)$$

$$\partial_t \left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \partial_i \left(\left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} + p \right) v_i \right) = \sum_{\text{groups}} [cG_{gr}^0 + v_i G_{gr,i}], \quad (20)$$

где ρ , p , e — плотность, давление и удельная внутренняя энергия вещества. Связь плотности и температуры с давлением и внутренней энергией задается через уравнение состояния $e = e(\rho, T)$, $p = p(\rho, T)$.

Численная реализация многогруппового модуля аналогична реализации одногруппового (Урвачев, Глазырин, 2022; Урвачев и др., 2022) за исключением учета членов в левой части уравнений, содержащих частоту фотонов (доплеровских членов). Для

их учета применялась схема, аналогичная используемой в работах (Вайтет и др., 2011; Скиннер и др., 2019).

МОДУЛЬ РАСЧЕТА НЕПРОЗРАЧНОСТИ СРЕДЫ

Для проведения радиационно-гидродинамических расчетов многогрупповой модуль переноса излучения кода FRONT должен быть связан с модулем расчета непрозрачности. Будем считать, что в непрозрачность вносят вклад следующие процессы:

$$\kappa_\nu^t = \kappa_\nu^a + \kappa_\nu^{\text{es}} = \kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{bb}} + \kappa_\nu^{\text{es}}, \quad (21)$$

где обозначения соответствуют свободно-свободным (ff), свободно-связанным (bf), связанно-связанным (bb) электронным переходам, а также процессам электронного рассеяния (es).

Основной проблемой многогруппового подхода является необходимость интегрирования системы уравнений (1) и (2) по частоте. Это приводит к появлению в правой части (8)–(9) системы уравнений средних коэффициентов непрозрачности κ_{gr}^a и κ_{gr}^t :

$$\kappa_{gr}^a = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} \kappa_\nu^a U_\nu d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} U_\nu d\nu} = \quad (22)$$

$$= \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} (\kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{bb}}) U_\nu d\nu}{U_{gr}} = \kappa_{gr}^{\text{ff}} + \kappa_{gr}^{\text{bf}} + \kappa_{gr}^{\text{bb}},$$

$$\kappa_{gr}^t = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} \kappa_\nu^t F_\nu d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu} = \quad (23)$$

$$= \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} (\kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{bb}} + \kappa_\nu^{\text{es}}) F_\nu d\nu}{F_{gr}} = \kappa_{gr}^{\text{ff}} + \kappa_{gr}^{\text{bf}} + \kappa_{gr}^{\text{bb}} + \kappa_{gr}^{\text{es}}.$$

Получается, что средние коэффициенты непрозрачности, необходимые для нахождения поля излучения, в свою очередь, зависят от него. Задачу усложняет еще и необходимость знать спектральную зависимость поля излучения внутри группы, а не только распределение по группам. Вопрос выбора корректного приближения для нахождения средних групповых коэффициентов непрозрачности при моделировании сверхновых является

крайне нетривиальным и до сих пор обсуждается (Блинников и др., 1996; Козырева и др., 2020; Поташов и др., 2021).

С хорошей точностью можно считать, что коэффициент непрозрачности за счет свободно-свободных и свободно-связанных электронных переходов меняется достаточно медленно с частотой внутри одной группы, а коэффициент электронного рассеяния (томпсоновского) и вовсе не зависит от нее. Поэтому можно вычислять их значение при характерной (центральной) частоте группы ν_0 (в случае равномерного логарифмического распределения по границам групп $\nu_0 = \sqrt{\nu_1 \nu_2}$).

Ионизационное состояние среды, необходимое для вычисления непрозрачности, рассчитывается в коде с помощью приближения Саха (Саха, 1921; Зельдович, Райзер, 1966) с учетом атомных данных (Ралченко и др., 2006). При этом знание ионизационного состояния позволяет согласованно найти давление и внутреннюю энергию среды.

Для учета свободно-свободных электронных переходов используется формула Крамерса (Зельдович, Райзер, 1966) с учетом вынужденного испускания. Сечения фотоионизации рассчитываются по гладкой полуаналитической аппроксимации из работы Вернера и др. (1996), учитывающей возможность отрыва электронов не только с внешней электронной оболочки, но и с внутренних. Такое приближение позволяет более корректно описывать поглощение высокоэнергетичных квантов.

Для учета вклада в непрозрачность связанно-связанных электронных переходов (линий) в движущейся среде используется приближение Истмана и Пинто (EP) (Фрэнд, Кастор, 1983; Пинто, Истман, 2000), многократно апробированного в коде STELLA для расчета кривых блеска сверхновых:

$$\kappa_{gr}^{EP} = \frac{1}{\Delta\nu_{gr}} \frac{1}{ct_s} \sum_{\text{lines}} \nu_l (1 - \exp(-\tau_s)), \quad (24)$$

где $\Delta\nu_{gr} = \nu_2 - \nu_1$, ν_l — частота линии, t_s — характерный параметр расширения (время свободного разлета), а τ_s — соболевская толщина в одной линии (Соболев, 1947):

$$\tau_s = \frac{ct_s}{\nu_l} \chi_l, \quad (25)$$

где предполагается профиль линии в виде дельта-функции, а χ_l — коэффициент поглощения в одной линии, который находится по данным (Курч, 1992). Коэффициент χ_l имеет размерность $[\text{с}^{-1} \text{см}^{-1}]$, поскольку в общем случае экстинкция выражается как $\kappa = \sum_l \chi_l \phi(\nu - \nu_l)$, где $\phi(\nu - \nu_l)$ — профиль линии, имеющий нормировку $\int \phi(\nu - \nu_l) d\nu = 1$ (Поташов и др., 2021).

При расчетах сверхновых в большинстве случаев можно с неплохой точностью считать, что при $t > 1$ день: $t_s = t$, где t — время с начала расчета (как на стадии свободного разлета). Как было показано Сорокиной и Блинниковым (2002), учет эффекта непрозрачности при расширении в уравнении (8) для обмена энергией между излучением и веществом очень нетривиален. Вместе с тем вклад эффекта слабее, чем в уравнении (9) для потока излучения. Именно поэтому в настоящей работе мы пренебрегаем этим эффектом в коэффициенте κ_{gr}^a .

Формула (24) для учета непрозрачности при расширении имеет физический смысл пока ν/s больше доплеровской ширины линии $\Delta\nu$, где $s \equiv \kappa \rho ct$ — параметр, введенный Карпом и др. (1977) (κ — непрозрачность в континууме). При $T \sim 10^4$ К тепловые скорости ионов $\sim 10^6$ см/с, а доплеровское уширение $\Delta\nu/\nu \sim v/c \sim 10^{-4}$. Таким образом, при характерной плотности выброса $\rho \sim 10^{-14}$ г/см³ и $\kappa \sim 1$ см²/г при $t \sim 100$ дней имеем $s \equiv \kappa \rho ct \sim 10^4$. Итак, формулу (24) можно применять при $t < 100$ дней. Поэтому выберем значение $t_s = 100$ дней в формуле (24) для учета доплеровского уширения линий (κ_{gr}^{100}) в коэффициенте κ_{gr}^a в уравнении (8).

Вышеописанные приближения для вычисления непрозрачности при моделировании кривых блеска сверхновых предлагаются в работе Блинникова и др. (1998). Важно отметить, что вопрос корректного учета непрозрачности при расширении в уравнениях переноса излучения является дискуссионным (см. работу Сорокиной, Блинникова, 2002, и препринты Поташова и др., 2021, и Поташова, Юдина, 2022). В настоящей работе при сравнении двух кодов было принято решение использовать одинаковые приближения для расчета непрозрачности.

Таким образом, средние групповые коэффициенты поглощения и полной непрозрачности в многогрупповых расчетах кодом FRONT равны

$$\kappa_{gr}^a = \kappa_{gr}^{ff} + \kappa_{gr}^{bf} + \kappa_{gr}^{100}, \quad (26)$$

$$\kappa_{gr}^t = \kappa_{gr}^{ff} + \kappa_{gr}^{bf} + \kappa_{gr}^{EP} + \kappa_{gr}^{es}. \quad (27)$$

Для проверки корректности реализации модуля расчета оптических свойств плазмы проведем сравнительный расчет полной непрозрачности среды с химическим составом, близким к солнечному (для модели сверхновой SN2009ip), с помощью кодов FRONT и STELLA. Результаты расчетов при параметрах, соответствующих области звездного ветра, изображены на рис. 1, параметр расширения при этом выбран равным $t_s = 10$ дням. Полное совпадение с результатами, полученными с помощью

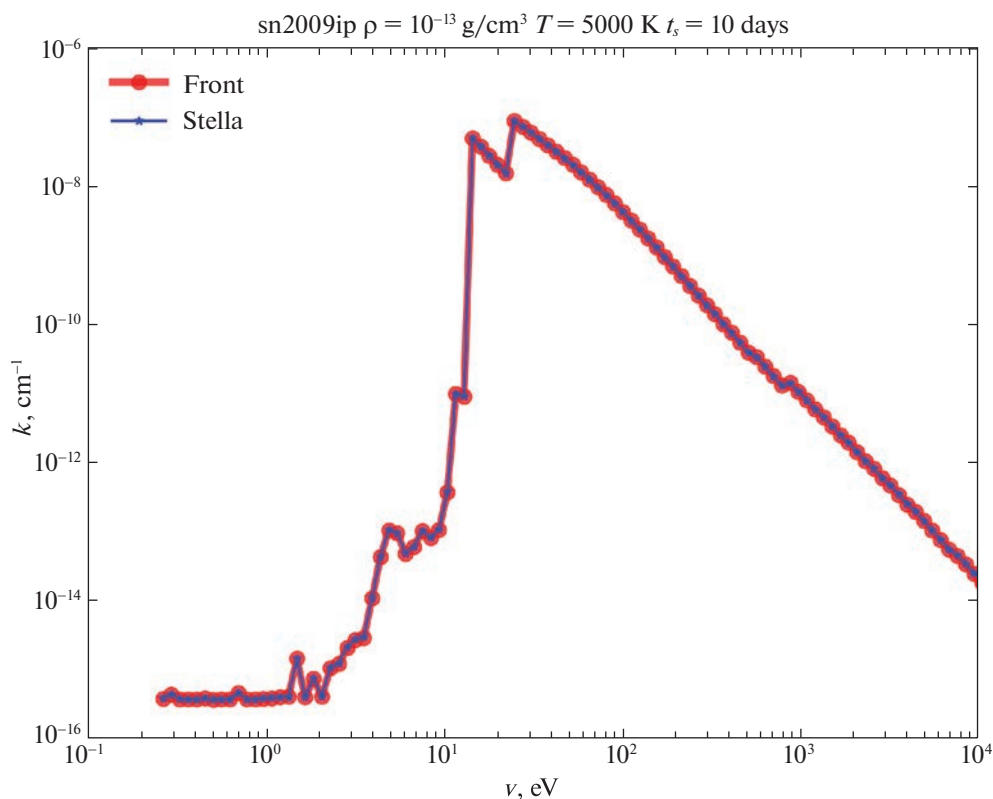


Рис. 1. Полный спектральный коэффициент непрозрачности, рассчитанный для среды с химическим составом, близким к солнечному, с помощью модулей непрозрачности кода FRONT (красный цвет) и STELLA (синий цвет).

многократно протестированного кода STELLA, указывает на правильную реализацию модуля кода FRONT.

Особенности технической реализации кода FRONT позволяют проводить расчеты непрозрачности и уравнения состояния “на лету”, т.е. прямо во время радиационно-гидродинамического расчета в каждой ячейке счетной области. Однако это серьезно замедляет расчеты, особенно многомерные. Так как в рассматриваемой постановке из работы Бакланова и др. (2013) химический состав среды одинаков во всей области, то данные по непрозрачности и уравнению состояния могут быть заранее насчитаны для широкого диапазона параметров среды и уже использоваться в виде интерполяционных таблиц, что значительно ускоряет радиационно-гидродинамические расчеты.

МНОГОГРУППОВЫЕ РАСЧЕТЫ СВЕРХНОВОЙ SN2009ip

Модель, описанная в работе Бакланова и др. (2013), на качественном уровне описывает кривую блеска SN2009ip в районе вспышки 2012b. В настоящей работе модель была значительно улучшена для большего соответствия с данными наблюдений. В качестве предсверхновой была взята

стационарная структура с политропным строением с $n = 2$, обладающая массой $M_{\odot}$ и радиусом $700R_{\odot}$, где $M_{\odot}$ и $R_{\odot}$ — масса и радиус Солнца соответственно. Эта структура была окружена областью “ветра”, массой $0.35M_{\odot}$ и степенным законом плотности $\rho \sim r^{-3}$ при $700R_{\odot} < r < 3 \times 10^5 R_{\odot}$. Такой закон для распределения плотности соответствует нестационарному ветру. На нестационарность ветра указывают и данные наблюдений: в августе была зафиксирована вспышка с выбросом оболочки со скоростью 13 000–14 000 км/с (Пасторелло и др., 2013; Чугай, 2022). Предполагается, что тепловой взрыв с энергией 3×10^{51} эрг (3 фое) имел место в районе 12 сентября 2012 г., что согласуется с данными Маргутти и др. (2014).

Моделирование начнем со сферически-симметричного приближения, которое позволит сравнить оба кода. На этом этапе отдаем предпочтение коду STELLA, который гораздо более протестирован на моделировании сверхновых (Блинников и др., 1998, 2006), чем FRONT. Также ниже будет представлено сравнение с наблюдаемыми данными. Начальная стадия до $t_i \approx 7$ дней рассчитывается только с помощью кода STELLA (этот момент соответствует моменту -1 день в системе времени наблюдате-

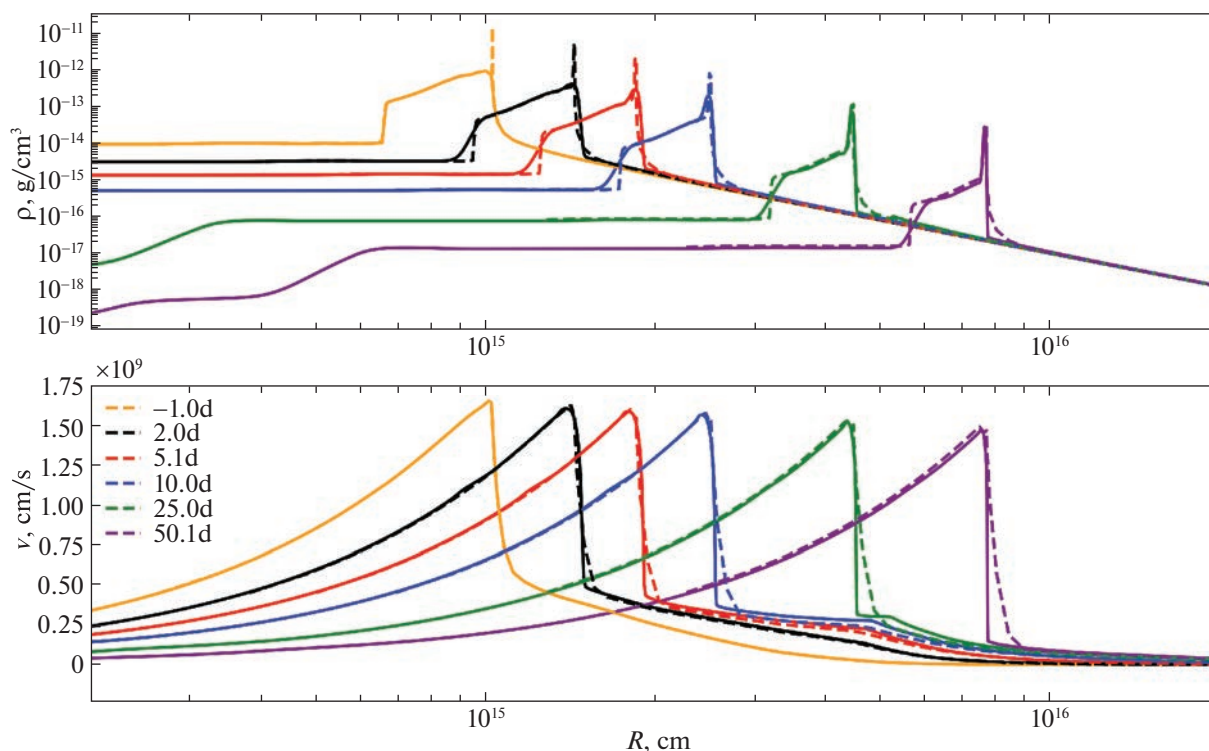


Рис. 2. Профили плотности и скорости для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA (штриховые линии) и одномерного запуска кода FRONT (сплошные линии) на различные моменты времени.

для $t_{obs} = t - R/c$, где R — радиус внешнего края модели). Времена $t > t_i$ рассчитываются по обоим кодам: в качестве начальных условий для FRONT в $t = t_i$ используются данные из STELLA. Начиная с этого момента, времени уже хорошо работает приближение Истмана—Пинто для расчета непрозрачности. В коде STELLA использовалось 180 лагранжевых зон по пространству и 100 групп по частоте, в коде FRONT — $N_r = 2048$ ячеек по пространству и $N_\nu = 64$ группы по частоте.

Сравнение профилей плотности и скорости, полученных в расчетах кодами FRONT и STELLA, изображены на рис. 2. В целом наблюдается хорошее согласие в результатах. Стоит отметить, что STELLA — лагранжев код и сетка движется, тогда как FRONT сеткой покрывает всю область. Основной физический эффект — возникновение за счет сильного охлаждения плотного тонкого слоя со скачком плотности, превышающим предельное сжатие $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ на фронте сильной адиабатической ударной волны, наблюдается в обоих вариантах, его динамика совпадает.

На начальные моменты времени слой лучше детализирован в коде STELLA за счет лагранжевой схемы, но затем он сильнее размывается, чем в коде FRONT, за счет присутствия искусственной вязкости. Размытие в коде STELLA зависит, в том числе, от параметра B_q , который введен специально для

воспроизведения эффектов многомерных неустойчивостей (уширение слоя) в одномерных расчетах (Блинников и др., 1998; Мория и др., 2013). Для данного расчета использовалось значение параметра $B_q = 0.2$, в то время как стандартное значение $B_q = 1$. Чем значение параметра B_q выше, тем сильнее размытие плотного слоя в коде STELLA. В коде FRONT такой параметр не требуется, так как он позволяет провести многомерные расчеты и напрямую учесть возможные неустойчивости. Важно отметить, что общая динамика движения плотного слоя не зависит от эффективного размытия.

Корректность используемой модели проверяется путем сравнения с наблюдаемыми данными в работе Маргутти и др. (2014) (см. рис. 3, где представлены кривые блеска). Согласующиеся друг с другом расчеты кодами STELLA и FRONT показывают довольно быстрый (за время порядка 10 дней) рост болометрической светимости до значения, превышающего 10^{44} эрг/с. При этом значения болометрической светимости из работы Маргутти и др. (2014) оказываются на порядок меньше. На самом деле, такое различие не указывает на некорректность используемой модели. Рассматриваемая модель основана на ударно-волновом механизме генерации светимости, поэтому доминирующий вклад в полный поток будет вносить диапазон экстремального ультрафиолета, который не наблюдается и не учитывается в чернотельных

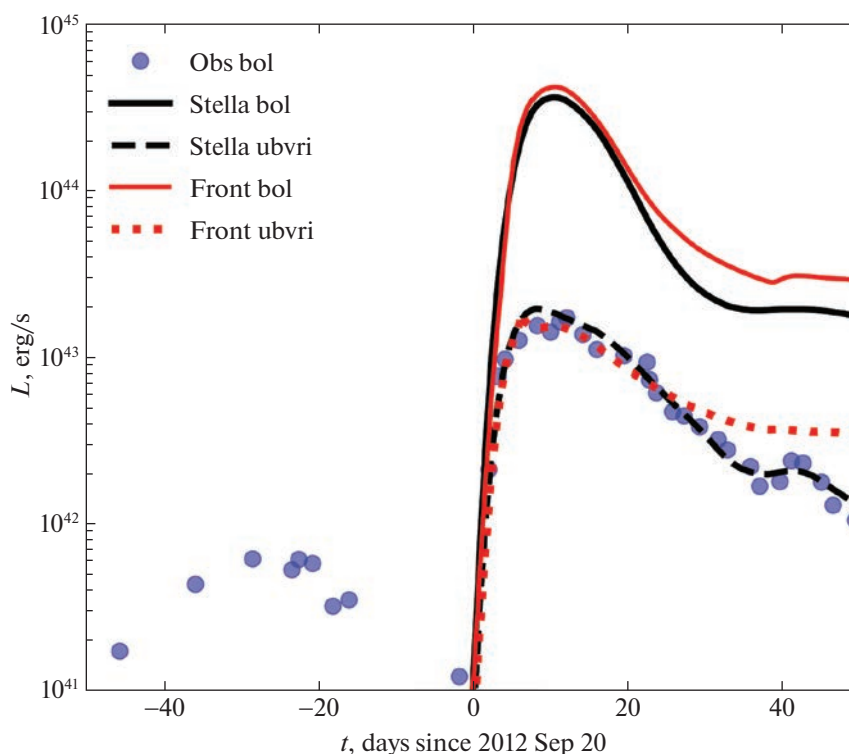


Рис. 3. Кривые блеска (болометрические — bol, и в диапазоне UBVRi — ubvri) для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA (черные линии) и одномерного запуска кода FRONT (красные линии). Наблюдательные болометрические данные из работы Маргутти и др. (2014) изображены синими маркерами.

фитах в работе Маргутти и др. (2014). Полученный же кодом STELLA поток в диапазоне UBVRi, являющийся по своей сути наблюдаемой болометрикой, находится в хорошем согласии с данными из работы Маргутти и др. (2014). Согласие между результатами, полученными с помощью кодов STELLA и FRONT для светимости в диапазоне UBVRi до 20-го дня, указывают на корректность реализации многогруппового модуля кода FRONT.

Поведение хвоста кривой блеска в расчетах кодом STELLA сильно зависит от параметра B_q (см. рис. 4). Использование $B_q = 0.3$ приводит к очень хорошему совпадению светимости в диапазоне UBVRi между кодами уже до 50-го дня. В это же время наилучшее совпадение с наблюдаемыми данными получается при $B_q = 0.2$. Дальнейшее же уменьшение параметра до $B_q = 0.1$ приводит к увеличению полной болометрической светимости в коде STELLA на хвосте кривой блеска (Мория и др., 2018) и большему согласию с кодом FRONT, так как уменьшается размытие плотного слоя. Можно заметить, что на интересующий нас период времени до 20-го дня, когда и применяется метод DSM, кривые светимости слабо зависят от параметра B_q .

Стоит отметить, что выбор корректного значения параметра B_q в коде STELLA для моделирования хвостов кривых блеска является крайне

нетривиальной задачей: в общем случае этот параметр может иметь пространственную и временную зависимости. Для проведения более согласованных расчетов кодом STELLA параметр B_q необходимо калибровать по результатам многомерных расчетов, в том числе, с помощью кода FRONT. Этот вопрос заслуживает отдельного большого исследования.

Расчеты с пространственным разрешением $N_r = 2048$ и числом групп по частоте $N_\nu = 64$ требуют больших вычислительных ресурсов даже в одномерных постановках, не говоря уже про многомерные. Тем не менее для исследования поведения общих интегральных характеристик, например, законов движения плотного тонкого слоя, можно проводить расчеты и с менее подробным разрешением. Было проведено сравнение двух одномерных расчетов кодом FRONT с $N_r = 2048$, $N_\nu = 64$ и $N_r = 2048$, $N_\nu = 16$ (см. рис. 5). При меньшем спектральном разрешении в расчетах кодом FRONT наблюдается небольшое различие в профилях скорости в области перед плотным слоем, связанное с более грубым описанием воздействия излучения на вещество при меньшем числе групп. Тем не менее общая динамика движения слоя сохраняется, что обосновывает возможность проведения многомерных расчетов с меньшим разрешением.

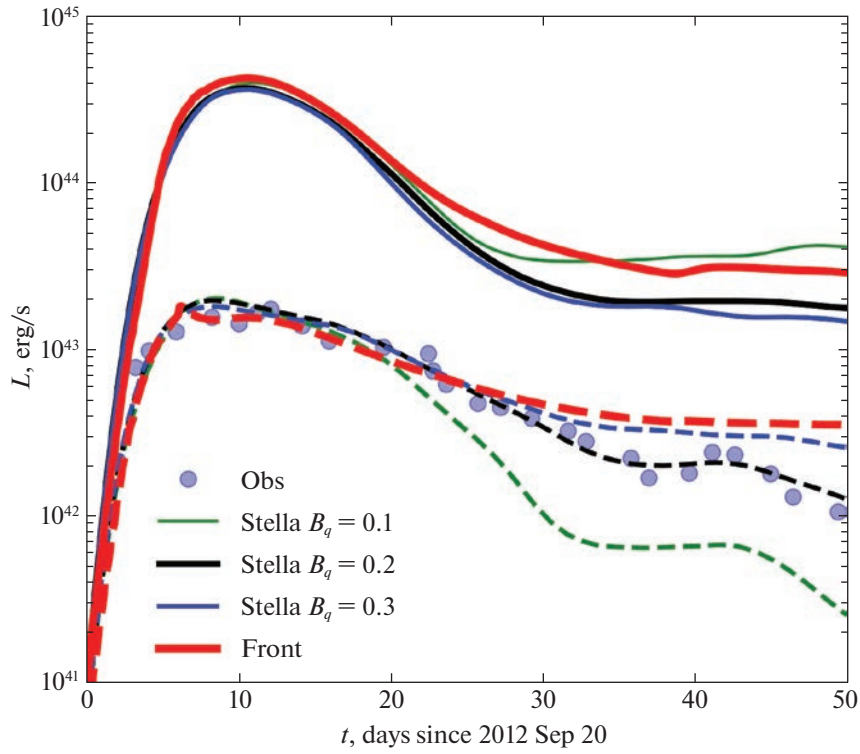


Рис. 4. Кривые блеска (болومترические — сплошные линии, в диапазоне UBVR-I — штриховые) для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA при различных параметрах B_q и одномерного запуска кода FRONT. Наблюдательные болومترические данные из работы Маргутти и др. (2014) изображены синими маркерами.

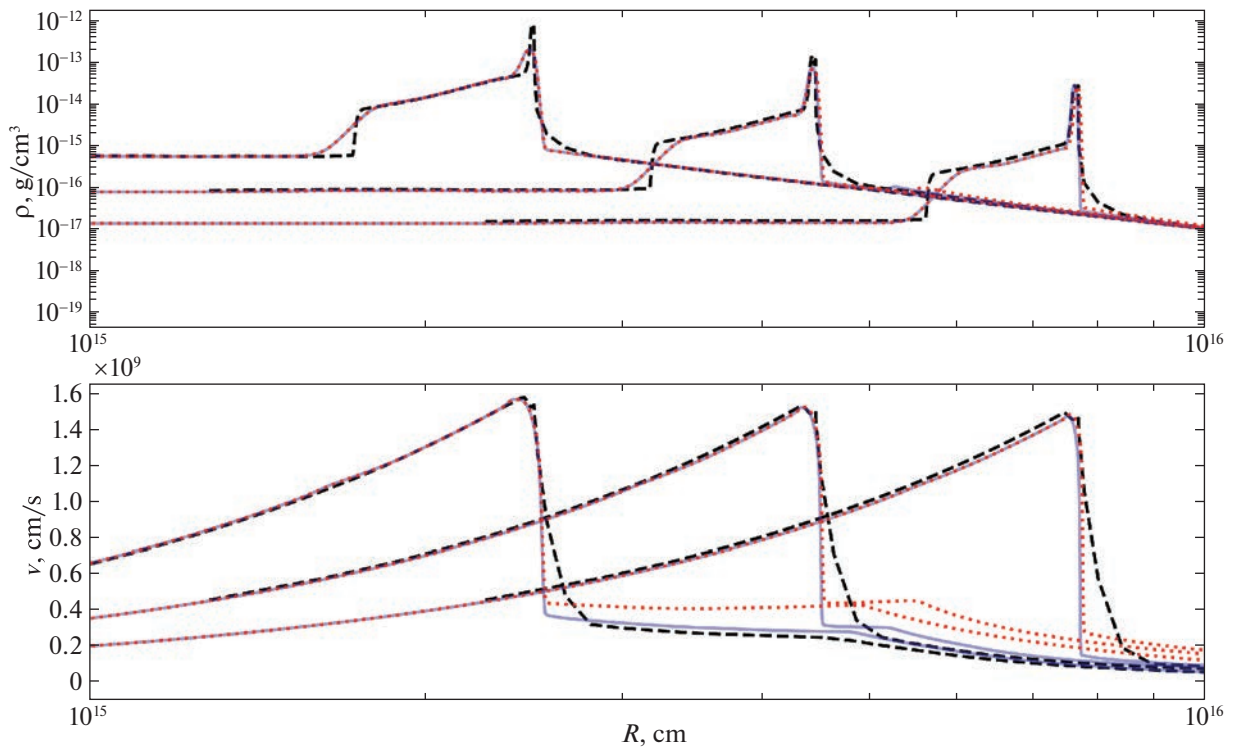


Рис. 5. Профили плотности и скорости для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA (черные линии) и одномерных запусков кода FRONT ($N_r = 2048$, $N_\nu = 64$ — синие линии, $N_r = 2048$, $N_\nu = 16$ — красные линии). Расположение профилей слева направо соответствует моментам времени $t = 10, 25, 50.1$ дней.

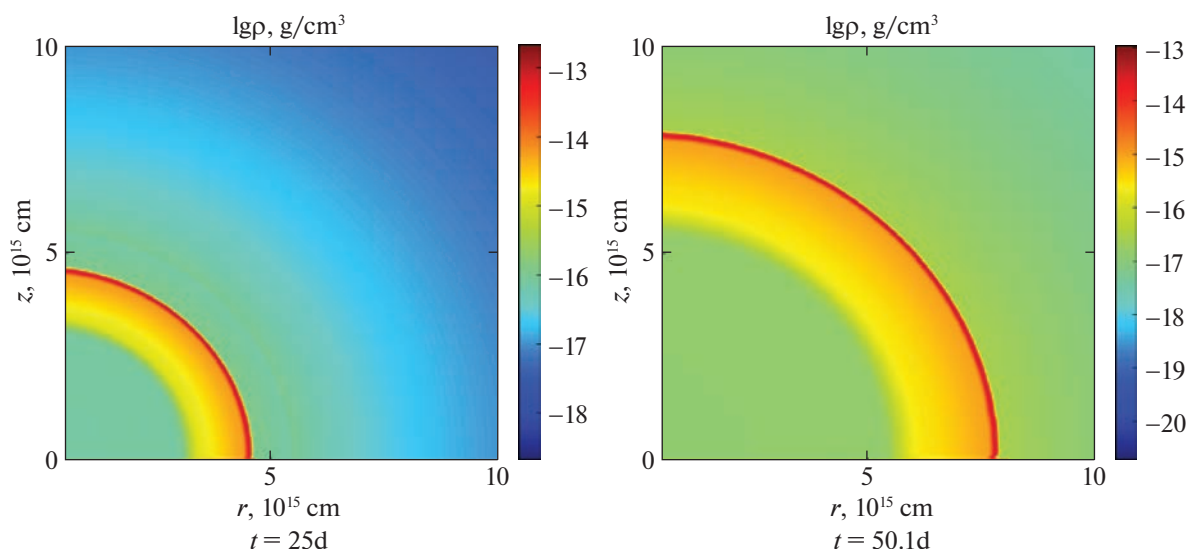


Рис. 6. Профили плотности на два различных момента времени в двумерном расчете кодом FRONT модели сверхновой SN2009ip.

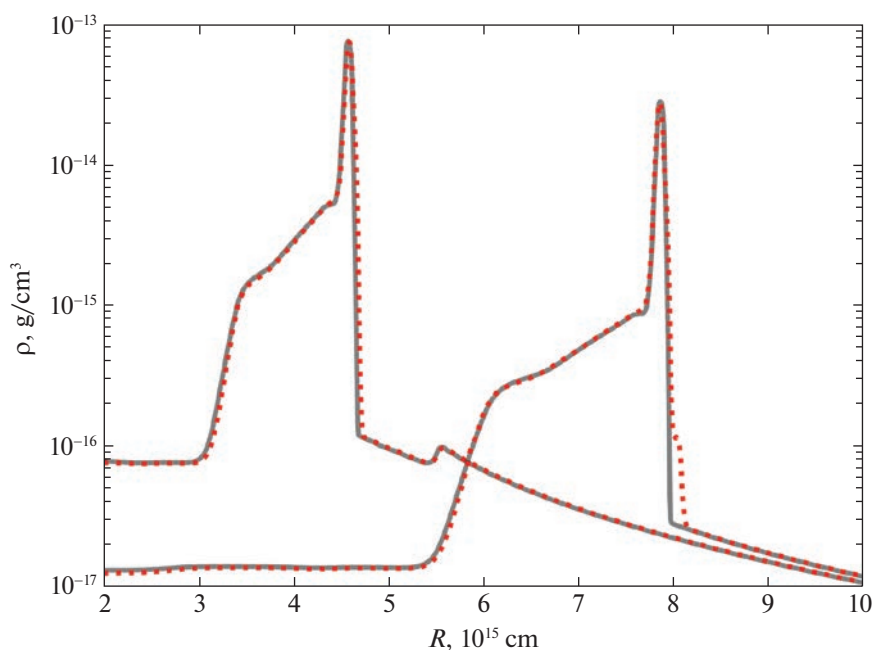


Рис. 7. Профили плотности для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода FRONT в одномерной (сплошные линии) и двумерной (точки, усреднение вдоль кривых $r^2 + z^2$) постановках. Расположение профилей слева направо соответствует моментам времени $t = 25, 50.1$ дней.

Перейдем к многомерным расчетам. Они также стартуют с момента $t = t_i$, в качестве начальных данных — те же профили из STELLA. Расчеты проводятся в RZ -цилиндрической геометрии ($N_r = N_z = 2048$ и $N_\nu = 16$). Профили плотности на моменты времени $t = 25$ и 50.1 дней изображены на рис. 6. Видно, что плотный тонкий слой оказывается сферически-симметричным, несмотря на использование RZ -цилиндрической геометрии, в

которой малые сеточные возмущения провоцируют развитие физических неустойчивостей (Бадьин и др., 2016; Урвачев и др., 2021; Бадьин, Глазырин, 2021). Кроме того, можно провести сравнение средних профилей плотности в двумерных и одномерных расчетах кодом FRONT, полученных при одинаковом разрешении (см. рис. 7, плотность в двумерных расчетах усредняется по уг-

лу при постоянном значении $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, здесь r , z — координаты в цилиндрической геометрии, R — в сферической). Небольшое различие перед плотным слоем связано с численным “карбункул”-эффектом вдоль осей (см., например, Лиоу, 2000). В остальном результаты хорошо согласуются между одномерными и двумерными расчетами, что указывает на корректность реализации многомерного варианта многогруппового модуля переноса излучения кода FRONT. Этот результат показывает, что эффективное увеличение ширины слоя, которое получается в коде STELLA при стандартном значении параметра $B_q = 1$, является излишним.

Полученные результаты подтверждают важный для метода DSM вывод об устойчивости плотного слоя на этапе роста кривой блеска, сделанный ранее на основе более грубой модели с использованием приближения серой непрозрачности (Урвачев, Глазырин, 2022). Таким образом, метод DSM может быть применен к SN2009ip в сферическом симметричном приближении, т.е. без изменений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проводится моделирование сверхновой SN2009ip (ее вспышки 2012b) с использованием двух независимых кодов FRONT и STELLA. Основное внимание уделяется проведению спектральных расчетов, так как они позволяют провести сравнение с данными наблюдений, в отличие от использования одной группы для описания излучения и усреднения по всем частотам. В численных расчетах для уменьшения вычислительной стоимости весь спектр разбивают на конечное количество диапазонов — групп по излучению. Спектр излучения в многогрупповых расчетах существенно отличается от чернотельного из-за сложной зависимости непрозрачности среды от плотности, температуры и частоты. В работе обсуждаются важные нюансы модели радиационной гидродинамики в таком приближении. Особую роль играет учет доплеровского взаимодействия между соседними группами, особенно при наличии в системе больших градиентов скорости.

В настоящей работе описан многомерный модуль кода FRONT, в котором реализована такая модель. Этот модуль связан с модулем расчета радиационных свойств среды. Расчет непрозрачности при этом происходит согласованно с уравнением состояния при учете вклада свободно-свободных, свободно-связанных, связанно-связанных электронных переходов и электронного рассеяния. Доплеровское смещение линий в движущейся среде учитывается в рамках приближения Истмана—Пинто.

С помощью этой модели проведены многогрупповые расчеты сверхновой SN2009ip. Кривая блеска в диапазоне UBVRI, полученная в

рамках одномерного сферического расчета, оказалась в хорошем согласии как с расчетами кодом STELLA, развитым ранее, так и с данными наблюдений. Проведенные впервые двумерные расчеты со сложной моделью непрозрачности показали устойчивость возникающего в системе плотного, геометрически тонкого слоя. Таким образом, был подтвержден очень важный вывод для прямого метода определения космологических расстояний DSM, ранее сделанный на основе грубых расчетов.

Важно отметить, что двумерные расчеты проводились в рамках RZ -цилиндрической геометрии. В такой постановке источником возмущений для развития физических неустойчивостей являются сеточные неоднородности. Может оказаться, что в реальной сверхновой турбулентные течения в окружающей звезду среде являются более интенсивными, на что указывают данные наблюдения SN2009ip. В системе до основного взрыва в 2012 г. присутствовали различные области сгущения вещества (Каши и др., 2013). В итоге это может привести к нарушению сферической симметрии на этапе взрыва. Поэтому в дальнейшей работе планируется построение многомерных моделей для сверхновой SN2009ip с учетом неоднородностей околосредного вещества.

Работа Е.М. Урвачева, С.И. Глазырина и Д.С. Шидловского по развитию кода FRONT и моделированию SN2009ip выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00229-П. Работа С.И. Блиникова по анализу кривых блеска выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-11-00362. Авторы благодарят анонимных рецензентов за ценные замечания, позволившие улучшить модель SN2009ip и содержание работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баджин и др. (D.A. Badjin, S.I. Glazyrin, K.V. Manukovskiy, and S.I. Blinnikov), MNRAS **459**, 2188 (2016).
2. Баджин, Глазырин (D.A. Badjin and S.I. Glazyrin), MNRAS **507**, 1492 (2021).
3. Бакланов и др. (P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, M.Sh. Potashov, and A.D. Dolgov), JETP Lett. **98**, 432 (2013).
4. Блиников С.И. (S.I. Blinnikov), Astron. Lett. **22**, 79 (1996).
5. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
6. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Ropke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), Astron. Astrophys. **453**, 229 (2006).
7. Блиников и др. (S. Blinnikov, M. Potashov, P. Baklanov, and A. Dolgov), JETP Lett. **96**, 153 (2012).

8. Вайтет и др. (N.M.H. Vaytet, E. Audit, B. Dubroca, and F. Delahaye), *J. Quantitat. Spectroscopy and Radiat. Transfer* **112**, 1323 (2011).
9. Вернер и др. (D.A. Verner et al.), arXiv preprint astro-ph/9601009 (1996).
10. Власис и др. (A. Vlasis, L. Dessart, and E. Audit), *MNRAS* **458**, 1253 (2016).
11. Дюброка, Фюжа (B. Dubroca and J.-L. Feugeas), *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences-Series I-Mathematics* **329**, 915 (1999).
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П., *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
13. Карп и др. (A.H. Karp, G. Lasher, K.L. Chan, and E.E. Salpeter), *Astrophys. J.* **214**, 161 (1977).
14. Каши и др. (A. Kashi, N. Soker, and N. Moskovitz), *MNRAS* **436**, 2484 (2013).
15. Козырева и др. (A. Kozyreva, L. Shingles, A. Mironov, P. Baklanov, and S. Blinnikov), *MNRAS* **499**, 4312 (2020).
16. Кочанек и др. (C.S. Kochanek, D.M. SzczygieEB, and K.Z. Stanek), *Astrophys. J.* **758**, 142 (2012).
17. Куруч (R.L. Kurucz), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **23** (1992).
18. Левермор (C. Levermore), *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **31**, 149 (1984).
19. Лиоу (M.S. Liou), *J. Comput. Phys.* **160**, 623 (2000).
20. Маза и др. (J. Maza, M. Hamuy, R. Antezana, L. Gonzalez, P. Lopez, S. Silva, G. Folatelli, D. Iturra, et al.), *Central Bureau Electronic Telegrams* **1928**, 1 (2009).
21. Макдауэл и др. (A. McDowell, P. Duffell, and D. Kasen), *Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts* **229**, 434 (2017).
22. Маргутти и др. (R. Margutti, D. Milisavljevic, A.M. Soderberg, R. Chornock, B.A. Zauderer, K. Murase, C. Guidorzi, N.E. Sanders, et al.), *Astrophys. J.* **780**, 21 (2014).
23. Мория и др. (T.J. Moriya, S.I. Blinnikov, N. Tominaga, N. Yoshida, M. Tanaka, K. Maeda, and K. Nomoto), *MNRAS* **428**, 1020 (2013).
24. Пасторелло и др. (A. Pastorello, E. Cappellaro, C. Inserra, S.J. Smartt, G. Pignata, S. Benetti, S. Valenti, M. Fraser, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 1 (2013).
25. Пинто, Истман (P.A. Pinto and R.G. Eastman), *Astrophys. J.* **530**, 757 (2000).
26. Поташов и др. (M. Potashov, S. Blinnikov, P. Baklanov, and A. Dolgov), *MNRAS Lett.* **431**, L98 (2013).
27. Поташов М.Ш., Блинников С.И., Сорокина Е.И., Письма в Астрон. журн. **47**, 239 (2021) [M. Potashov et al., *Astron. Lett.* **47**, 204 (2021)].
28. Поташов М.Ш. и др., Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша **87** (2021).
29. Поташов М.Ш., Юдин А.В., Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша **82** (2022).
30. Прието и др. (J.L. Prieto, J. Brimacombe, A.J. Drake, and S. Howerton), *Astrophys. J. Lett.* **763**, L27 (2013).
31. Ралченко и др. (Yu. Ralchenko et al.), *Nist atomic spectra database* (2006).
32. Саха М.Н. (M.N. Saha), *Proceedings of the Royal Society of London* **99**, 135 (1921).
33. Скиннер и др. (M.A. Skinner, J.C. Dolence, A. Burrows, D. Radice, and D. Vartanyan), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **241**, 7 (2019).
34. Соболев В.В., *Движущиеся оболочки звезд* (Ленинград: Изд. и тип. Изд-ва Ленингр. гос. ордена Ленина ун-та, 1947).
35. Сорокина, Блинников (E.I. Sorokina and S.I. Blinnikov), arXiv preprint astro-ph/0212187 (2002).
36. Урвачев и др. (E. Urvachev, D. Shidlovski, N. Tominaga, S. Glazyrin, and S. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **256**, 8 (2021).
37. Урвачев, Глазырин (E. Urvachev and S. Glazyrin), *Math. Model. Comput. Simulat.* **14**, 633 (2022).
38. Урвачев Е.М., Блинников С.И., Глазырин С.И., Письма в Астрон. журн. **48**, 24 (2022) [E.M. Urvachev et al., *Astron. Lett.* **48**, 20 (2022)].
39. Фрэнд, Кастор (D.B. Friend and J.I. Castor), *Astrophys. J.* **272**, 259 (1983).
40. Чугай Н.Н., Письма в Астрон. журн. **48**, 562 (2022) [N.N. Chugai, *Astron. Lett.* **48**, 442 (2022)].
41. Шевалье, Блондин (R. Chevalier and J.M. Blondin), *Astrophys. J.* **444**, 312 (1995).

О ПРИРОДЕ БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori RY Lupi В ГЛУБОКИХ МИНИМУМАХ БЛЕСКА

© 2023 г. Д. В. Дмитриев^{1,2*}, В. П. Гринин^{1,3}

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

²Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Россия

³Астрономический институт им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 01.08.2023 г.

После доработки 22.08.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Предложено объяснение быстрых вариаций показателей цвета на диаграммах цвет–величина, наблюдавшихся Гамом и соавторами у звезды типа Т Тельца RY Lup во время глубоких минимумов блеска. Расчеты показали, что причиной переменности может быть горячее аккреционное пятно на поверхности звезды в сочетании с неоднородной структурой газопылевых облаков, экранирующих звезду. Наблюдавшаяся скорость изменений показателей цвета позволяет оценить скорость перемещения экрана по диску звезды ≈ 100 км/с. Такая скорость близка к типичным скоростям движения газа вблизи звезд типа Т Тельца.

Ключевые слова: звезды типа UX Ori, звезды типа Т Тельца.

DOI: 10.31857/S0320010823080016, **EDN:** YVBKNM

1. ВВЕДЕНИЕ

Изменения околозвездной экстинкции являются одной из причин переменности блеска молодых звезд. В наиболее чистом виде этот механизм переменности проявляется у молодых горячих звезд типа UX Ori и является следствием ориентации околозвездных дисков этих звезд — почти с ребра (Гринин и др., 1991). Изменения экстинкции у таких звезд отражают неоднородную структуру дисков и обусловлены протекающими в них нестационарными процессами. Прототипом таких звезд является звезда Ae Хербига UX Ori (Хербст и др., 1994).

На поверхности звезд типа UX Ori нет холодных магнитных пятен, а аккреционные пятна светят в основном в далекой ультрафиолетовой области спектра. Благодаря этому собственные светимости этих звезд в оптической области спектра весьма стабильны и единственной причиной наблюдаемой переменности блеска является изменение количества пылевых частиц на луче зрения между звездой и наблюдателем. Это обстоятельство делает такие объекты чрезвычайно ценными источниками информации о распределении вещества в газопылевых атмосферах протопланетных дисков и протекающих в них динамических процессах.

В отличие от них блеск звезд типа Т Тельца может меняться со временем не только из-за изменений околозвездной экстинкции, но также и вследствие поверхностной неоднородности: наличия на звездах холодных (магнитных) и горячих (аккреционных) пятен. Подобная переменность, правда, имеет периодический характер, связанный с вращением звезды, в отличие от переменности, связанной с затмениями звезды околозвездной пылью. Однако наличие горячего пятна на поверхности звезды может влиять на характер таких затмений. В работе Дмитриева и др. (2021) было показано, что наличие горячего пятна на поверхности звезды может оказывать существенное влияние на положение звезды на диаграмме цвет–величина в случае неоднородного распределения пыли в пылевом экране (облаке), затмевающем звезду.

Звезда RY Lup является одной из звезд типа Т Тельца, демонстрирующих переменность типа UX Ori. На то что эта переменность связана именно с затмениями околозвездной пылью, указывают фотометрические и поляриметрические наблюдения (см., например, Гам и др., 1993; Мансет и др., 2009). Как и у других звезд этого типа, причиной такой переменности блеска является небольшой наклон околозвездного диска к лучу зрения (Ланглолиз и др., 2018). При этом в работе Гама и др. (1989) наблюдались очень быстрые изменения

*Электронный адрес: dmitrievdv242@gmail.com

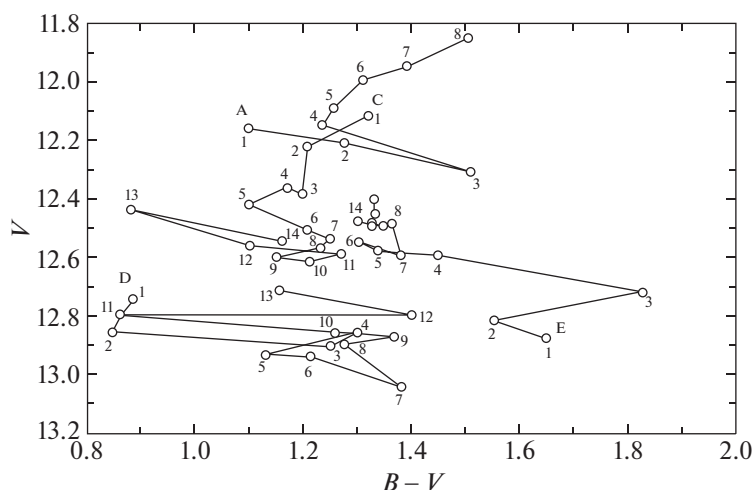


Рис. 1. Фрагмент диаграммы цвет—величина RY Lup из статьи Гама и др. (1989). Показаны данные за четыре наблюдательных ночи: A, C, D, E. Цифры указывают порядок наблюдений (с разрешения Astron. Astrophys.).

показателя цвета на промежутках времени около 30–60 мин. После скачка в сторону поглубления или покраснения звезда часто возвращалась в близкое к наблюдавшемуся до скачка положению (см. рис. 1). В настоящей работе предлагается объяснение такой переменности.

В разделе 2 дается подробное описание наблюдавшихся скачков, раздел 3 описывает предлагаемую авторами модель, результаты применения которой к наблюдениям представлены в разделе 4. Закljučающее работу обсуждение результатов дано в разделе 5.

2. БЫСТРЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА

В работе Гама и др. (1989) была описана быстрая переменность показателя цвета RY Lup на диаграмме $(B - V)/V$. Изменения составляли порядка нескольких десятых звездной величины в течение ≈ 30 мин, причем как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения показателя цвета. Мы предполагаем, что такая быстрая переменность обусловлена наличием неоднородностей в затмевающих звезду областях околзвездного диска, характерный размер которых существенно меньше радиуса звезды, причем возможны как локальные просветления, так и более плотные участки. Такие неоднородности, проходя по диску звезды, будут вызывать небольшие изменения блеска. Однако, если на звезде существует горячее аккреционное пятно, то такая неоднородность, пройдя по нему, может оказать существенное влияние на цвет звезды, особенно, если звезда уже частично закрыта пылью. Если на горячее пятно попадет просветление, то произойдет уменьшение показателя цвета

$B - V$, которое будет сопровождаться небольшим увеличением яркости звезды. В случае уплотнения произойдет обратное изменение — увеличение показателя цвета $B - V$ и уменьшение яркости. Подобные изменения как раз и наблюдались у RY Lup (см. рис. 1). При этом в случае прохождения небольшой неоднородности по горячему пятну звезда быстро вернется к начальному положению на диаграмме $(B - V)/V$.

Можно оценить скорость прохождения подобной неоднородности в пылевом экране по горячему пятну как

$$v = \frac{d + d_{\text{sp}}}{t},$$

где d — размер неоднородности, d_{sp} — размер пятна, а t — продолжительность прохождения. Если принять $d = d_{\text{sp}} = 0.1R_*$ при $R_* = 2.2 R_\odot$, а $t \approx 1^{\text{h}}$ (Гама и др., 1989), то

$$v \approx 90 \text{ км/с},$$

что соответствует характерным скоростям движения газа и пыли в окрестностях звезд типа Т Тельца. Демонстрационная модель прохождения просветления по горячему пятну на поверхности звезды показана на рис. 2. Для расчета бралась модель из статьи Дмитриева и др. (2021), и в экран добавлялось небольшое просветление с характерным размером $\approx 0.1R_*$, которое быстро проходило по пятну во время затмения. Представленная на рис. 2 диаграмма цвет—величина рассчитана для случая, когда неоднородность в экране описывается двумерным Гауссом. Более подробное описание модели дано в Приложении.

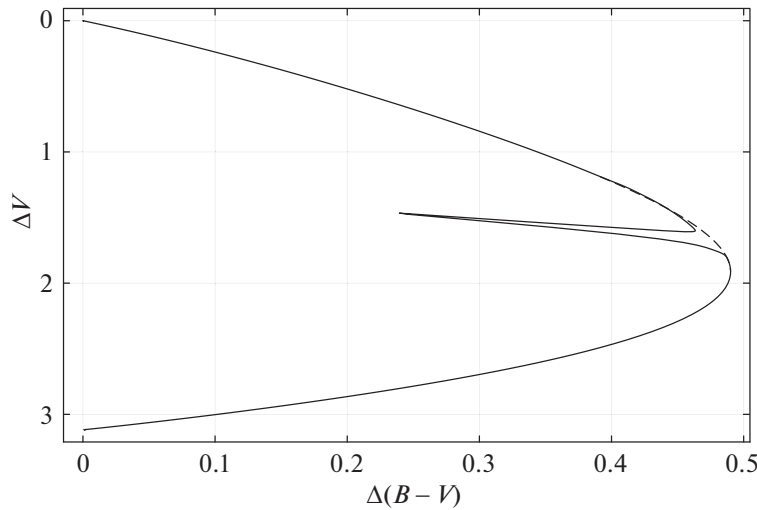


Рис. 2. Демонстрационный расчет прохождения просветления в пылевом экране по горячему пятну на поверхности звезды во время затмения. Пунктиром показан модельный трек затмения в отсутствие просветления.

3. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОСТИ

Чтобы промоделировать прохождение неоднородности по диску звезды с горячим пятном, требуется задать ряд параметров, описывающих форму аккреционного пятна на поверхности звезды, форму просветления, скорость его движения и т.д. Такое большое число параметров делает моделирование наблюдений чрезвычайно сложным. Поэтому необходимо значительно упростить модель. У RY Lup после скачка часто наблюдается возврат примерно в ту же точку диаграммы цвет–величина. Это позволяет предположить, что в таких случаях возмущение плотности в пылевом экране имеет локальный характер, и глобально оно не изменяется во время прохождения неоднородности по горячему пятну. Пока для простоты примем, что пылевой экран однороден на масштабе диска звезды. Поток от системы звезда + диск при таком затмении можно записать как

$$F_0 = F_\star e^{-\tau} + sF_\star, \quad (1)$$

где s характеризует вклад рассеянного излучения. Его величину можно оценить из минимального наблюдаемого блеска звезды. В дальнейшем, если это будет необходимо, будем обозначать величины в конкретном фильтре, дописывая индексы, например, F_V , s_B , τ_I . Отсутствие индексов означает, что вся формула записана для одного фильтра. Так как мы предполагаем, что сильный скачок в показателе цвета возникает из-за наличия на поверхности звезды горячего пятна, поток $F_\star$ необходимо разбить на излучение фотосферы и излучение горячего пятна:

$$F_\star = F_{\text{sp}}f + F_{\text{ph}}(1 - f), \quad (2)$$

где $F_{\text{sp}}f$ — поток от пятна, $F_{\text{ph}}(1 - f)$ — поток от фотосферы. Величина f равна отношению площади пятна к площади диска звезды.

Мы также можем записать

$$F = F_\star(1 + s)10^{-0.4(m-m_0)} = F_\star(1 + s)\varepsilon, \quad (3)$$

где $F_\star(1 + s)$ — поток вне затмения, а $m - m_0$ — наблюдаемое потемнение в звездных величинах в соответствующем фильтре до скачка. Здесь для краткости записи вводится новое обозначение $\varepsilon = 10^{-0.4(m-m_0)}$. Тогда, используя (1), получаем простое соотношение для оптической толщины экрана

$$e^{-\tau} = \varepsilon(1 + s) - s = \varepsilon - s(1 - \varepsilon). \quad (4)$$

Рассмотрим теперь появление в затмевающем экране возмущения с оптической толщиной τ_a . Пусть его площадь равна $f_S S_\star$. Тогда можно записать поток от системы как

$$F_a = F + f_S(F_{\text{sp}}f_a + F_{\text{ph}}(1 - f_a))(e^{-\tau_a} - e^{-\tau}), \quad (5)$$

где f_w — доля площади пятна внутри области возмущения. Тогда, введя обозначение

$$F_w = F_{\text{sp}}f_a + F_{\text{ph}}(1 - f_a) \quad (6)$$

и используя соотношения (3) и (4), можно получить

$$\begin{aligned} F_a &= F + f_S F_w (e^{-\tau_a} - e^{-\tau}) = \\ &= F + f_S F_0 \frac{F_w}{F_\star} \left(\frac{e^{-\tau_a}}{\varepsilon(1 + s)} - \frac{\varepsilon(1 + s) - s}{\varepsilon(1 + s)} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Тогда можно записать разность звездных величин до и после появления окна

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \frac{F_a}{F} = \quad (8)$$

$$= 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{F_w}{F_\star} \left(\frac{e^{-\tau_a}}{\varepsilon(1+s)} - \frac{\varepsilon(1+s) - s}{\varepsilon(1+s)} \right) \right).$$

Однако модель однородного экрана может быть не применима к звездам типа Т Тельца, так как пылевой диск может подходить близко к звезде, где его толщина становится меньше радиуса звезды и, тем самым, пыль может быть неоднородно распределена по диску звезды. В таком случае включить подобную неоднородность в модель без значительного ее усложнения можно, введя величину

$$e^{-\langle \tau \rangle} = \varepsilon(1+s) - s = \varepsilon - s(1-\varepsilon). \quad (9)$$

Эта величина, как следует из сказанного выше, соответствует значению оптической толщины в предположении однородного экрана. Поскольку в рамках принятых упрощений не нужно точно задавать распределение пыли в экране, то, предположив, что на масштабе возмущения распределение пыли однородно, можно записать оптическую толщину на месте его появления как

$$\tau = \sigma_a \langle \tau \rangle. \quad (10)$$

Здесь параметр σ_a характеризует неоднородность распределения пыли в экране на масштабе диска звезды. Тогда в выражение (7) нужно подставить

$$e^{-\tau} = e^{-\sigma_a \langle \tau \rangle} = (e^{-\langle \tau \rangle})^{\sigma_a} = (\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}. \quad (11)$$

Следовательно, уравнение (8) модифицируется в

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{E_w}{E_\star} \left(\frac{e^{-\tau_a}}{\varepsilon(1+s)} - \frac{(\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}}{\varepsilon(1+s)} \right) \right). \quad (12)$$

Стоит отметить, что параметр σ_a не зависит от фильтра, так как характеризует неоднородность распределения пыли в экране.

Такая упрощенная модель позволяет оценить параметры аккреционного пятна T_{sp} , f и возмущения f_S, f_a , необходимые для воспроизведения наблюдаемых скачков на диаграмме цвет–величина.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Из наблюдений можно оценить параметры s_V, s_B , предполагая, что в самых глубоких минимумах все излучение состоит из рассеянного

излучения околозвездного диска. Тогда

$$\log s = 0.4(m_{\min} - m_0),$$

где $m_{\min}$ — минимальная наблюдавшаяся звездная величина в соответствующем фильтре. Тогда из работ Гама и др. (1989, 1993) следует $s_B \approx s_V \approx 0.07$. Для моделирования мы выбрали три скачка, изображенных на рис. 1: A2-4, C12-14 и D9-12, далее цифры при упоминании конкретного скачка будут опускаться. Ниже приводятся принятые параметры скачков, а именно, звездная величина в полосе V и показатель цвета $B - V$ в начале скачка и их изменения $\Delta V, \Delta(B - V)$ в процессе скачка:

$$A : V = 12.2, B - V = 1.25; \Delta V = 0.15, \Delta(B - V) = 0.25;$$

$$C : V = 12.55, B - V = 1.1; \Delta V = -0.1, \Delta(B - V) = -0.25;$$

$$D : V = 12.8, B - V = 1.4; \Delta V = 0, \Delta(B - V) = -0.55.$$

При этом при моделировании скачка A предполагалось, что оптическая толщина неоднородности $\tau_a = \infty$, а при моделировании скачков C и D $\tau_a = 0$. При таких значениях τ_a формулу (12) можно записать как

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \left(1 - f_S \frac{E_w}{E_\star} \left(\frac{(\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}}{\varepsilon(1+s)} \right) \right) \quad (13)$$

для $\tau_a = \infty$ и

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{E_w}{E_\star} \left(\frac{1}{\varepsilon(1+s)} - \frac{(\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}}{\varepsilon(1+s)} \right) \right) \quad (14)$$

для $\tau_a = 0$. Для каждого из трех скачков считались модели неоднородностей с параметрами из табл. 1. Для каждого набора параметров считалась невязка δ :

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta V_{\text{mod}} - \Delta V}{\delta V} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(B - V)_{\text{mod}} - \Delta(B - V)}{\delta(B - V)} \right)^2}. \quad (15)$$

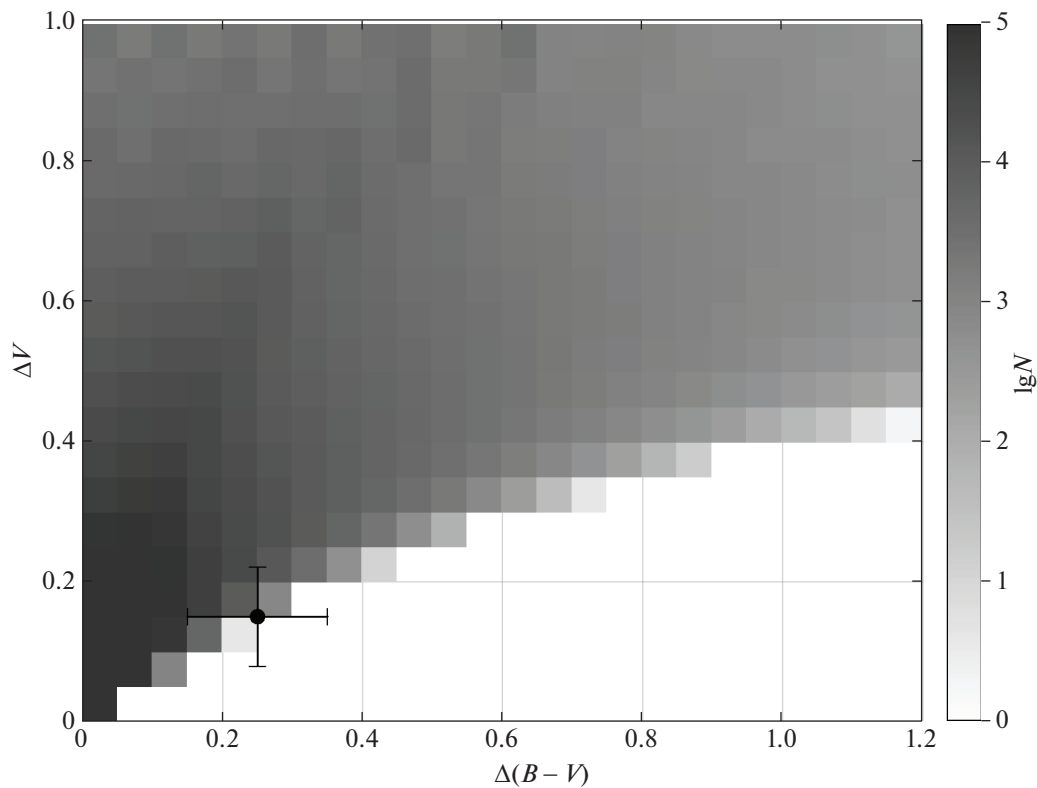


Рис. 3. Возможные изменения положения звезды на диаграмме цвет–величина при значениях параметров неоднородности, указанных в табл. 1 для условий скачка А. Наблюдаемое изменение отмечено точкой.

Значения δV и $\delta(B - V)$ соответствуют ошибкам ΔV и $\Delta(B - V)$. Таким образом, модели с $\delta < 1$ находятся достаточно близко к наблюдениям. В работе Гама и др. (1989) ошибки фотометрических наблюдений в полосах $(V - L)$ фотометрической системы Джонсона оцениваются как 0.05^m для $V > 11^m$. Предполагая, что в полосе B ошибка близка к приведенному выше значению, можно оценить $\delta V \approx \sqrt{2} \times 0.05$ и $\delta(B - V) \approx 0.1$.

Таблица 1. Комбинации параметров неоднородности

Параметр	Минимальное значение	Шаг	Максимальное значение
T_{sp}	5000 К	500 К	15 000 К
$\log f$	−2.5	0.05	0
$\log f_S$	−2.5	0.05	0
$\log f_a$	−2.5	0.05	0
$\log \sigma$	−1	0.1	1

Получаемые из расчетов значения ΔV_{mod} и $\Delta(B - V)_{\text{mod}}$ для условий скачка А показаны на рис. 3 в виде гистограммы, где цветом показан логарифм количества моделей, попадающих в квадратную ячейку со стороной 0.05 по обеим осям. Наблюдавшиеся значения ΔV и $\Delta(B - V)$ показаны точкой.

На рис. 4 демонстрируется минимальное значение δ при двух фиксированных параметрах. Видно, что модель адекватно объясняет скачок при параметрах пятна $f \lesssim 0.01$ и $T_{\text{sp}} \gtrsim 8000$ К.

На рис. 5 показано то же, что и на рис. 3, но для скачка С. Наблюдаемые значения ΔV и $\Delta(B - V)$ на рис. 5 не попадают в область значений, получаемых из расчетов, однако отклонение невелико и покрывается ошибками наблюдений. Минимальная невязка для скачка С больше, чем для скачка А, но значения $\delta < 1$ достигаются на сетке моделей при приблизительно тех же параметрах пятна.

Скачок D не удастся воспроизвести в рамках модели, так как наблюдаемая величина в полосе B перед скачком оказывается слабее принятого излучения рассеянного света. Не исключено, что

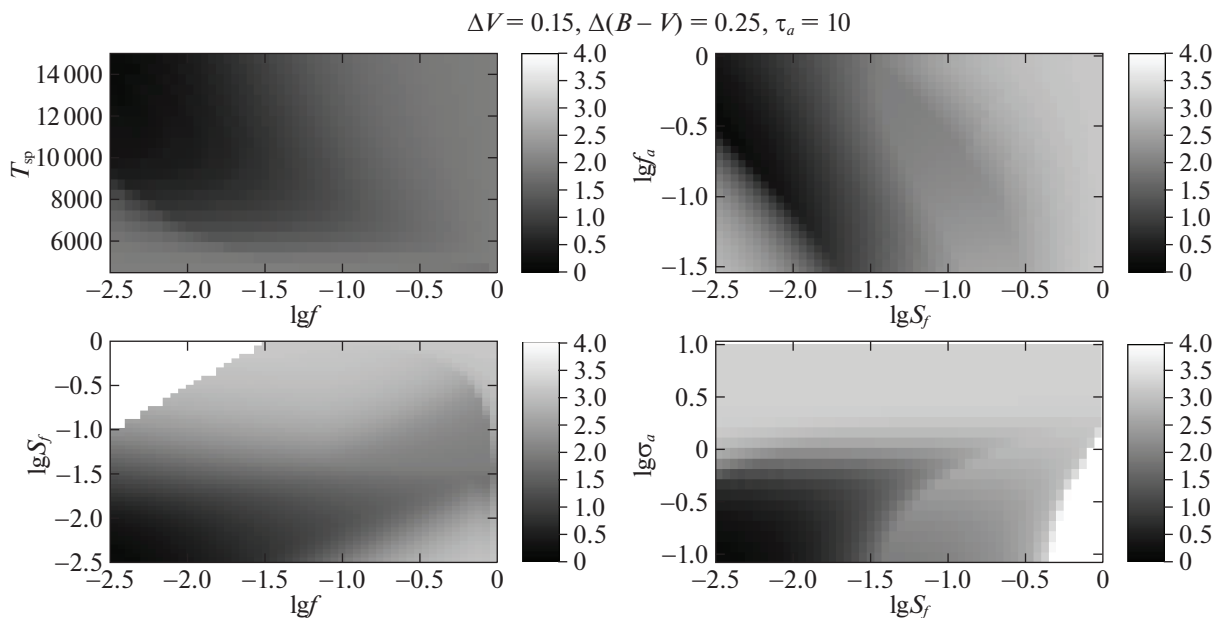


Рис. 4. Поведение минимального значения невязки δ для скачка А при двух фиксированных параметрах в зависимости от их значений для четырех пар параметров. Величина δ показана цветом. Модели со значениями $\delta < 1$ лежат в пределах ошибок наблюдений.

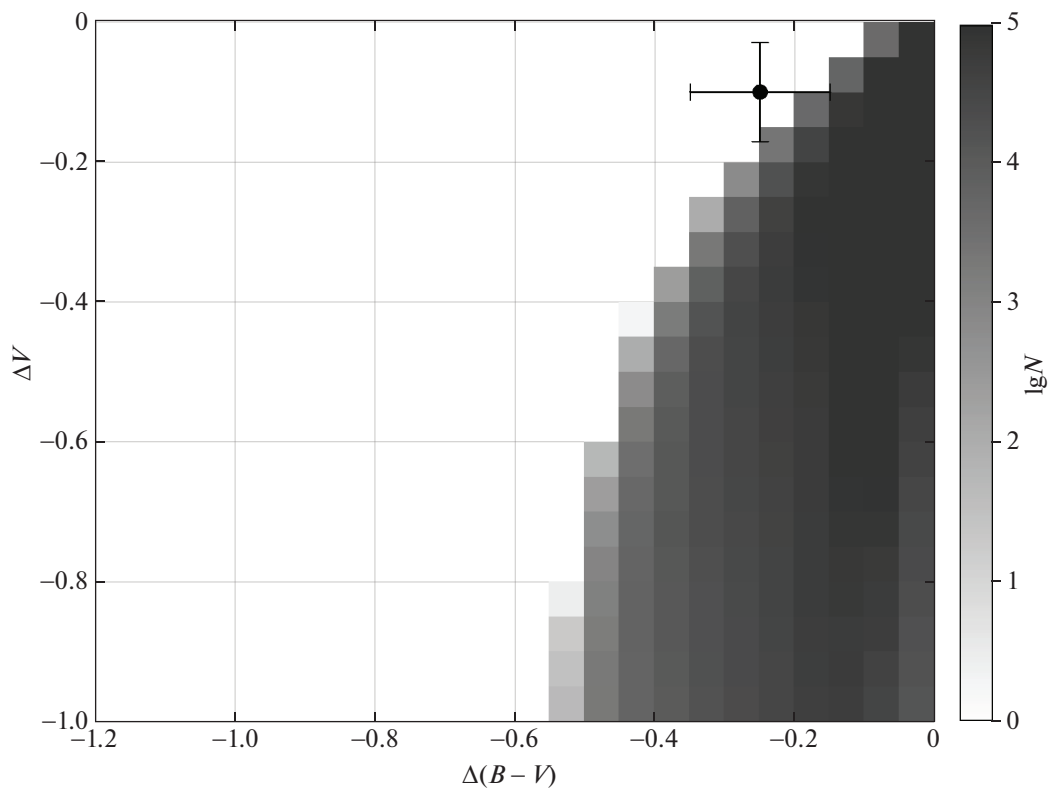


Рис. 5. Возможные изменения положения звезды на диаграмме цвет—величина при значениях параметров неоднородности, указанных в табл. 1 для условий скачка С. Наблюдаемое изменение отмечено точкой.

это вызвано недостаточной точностью отдельных наблюдений, представленных на рис. 1. Подтверждением этого предположения являются результаты наблюдений RY Lup, опубликованные три года спустя (Гам и др., 1993). На соответствующих диаграммах цвет—величина разброс точек для $V \approx 13^m$ значительно меньше, чем на рис. 1.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неоднородности в затмевающей звезду пылевом экране могут объяснить резкие изменения показателя цвета при наличии на поверхности звезды горячего пятна. В рамках описанной модели удастся воспроизвести скачки А и С, при этом получаемые параметры горячего пятна согласуются между скачками. Таким образом, с помощью рассмотренной модели можно объяснить как резкие “поголубения”, так и “покраснения” звезды.

Аналогичным образом можно объяснять и более сложные изменения на диаграмме цвет—величина. В работе Дмитриева и др. (2020) были проведены расчеты треков затмений экраном с градиентом оптической толщины в присутствии горячего пятна на поверхности звезды. Показано, что в случае достаточно большой температуры пятна треки значительно расходятся друг от друга по показателю цвета. Следовательно, варьируя во времени распределение пыли в экране, можно получать различные перемещения звезды на диаграмме цвет—величина.

При этом рассмотренный в настоящей статье механизм позволяет объяснить быстроту изменений показателя цвета, так как необходимые скорости движения пыли близки к наблюдаемым в окрестностях звезд типа Т Тельца и их магнитосферах. В статье Гама и др. (1989) наблюдались изменения на временной шкале $\approx 1^h$, что требует движения вещества со скоростью ≈ 100 км/с. Наблюдения RY Lupi, выполненные с помощью телескопа TESS (the Transiting Exoplanet Survey Satellite; Ricker et al. 2015) (см. рис. 6), подтверждают возможность быстрых изменений блеска звезды.

Горячее аккреционное пятно может и само являться причиной переменности звезды (см., например, Гринин, 1980). Однако в случае стабильной аккреции параметры пятна меняться не должны, а значит, переменность будет периодической и резких скачкообразных изменений быть не должно. Влияние нестабильной аккреции на характеристики горячего пятна рассмотрено в работе Робинсона и др. (2017). Было показано, что в случае переменности плотности в диске в основании аккреционной колонки на масштабе значительно меньше времени падения на звезду ≈ 1 сут гидродинамические параметры газа у поверхности звезды практически

не изменяются, что означает малую переменность горячего пятна. В последующей работе этой же группы (Робинсон и др., 2021) были проведены расчеты синтетических кривых блеска в случае стохастически переменной плотности в диске, которые показали, что в случае больших углов наклона диска к картинной плоскости, характерных для звезд типа UX Ori, переменность, обусловленная горячим пятном, носит преимущественно периодический характер.

В работе Додина и Суслиной (2021) рассматривалась возможность влияния неоднородностей в затмевающей звезду экране на профили фотосферных линий в спектре звезды. Разработанная модель применялась к звезде CQ Tau, которая так же как и RY Lup, показывает переменность типа UX Ori. Авторы приводят аргументы в пользу наличия в затмевающем экране неоднородностей масштаба ≈ 0.2 радиуса звезды. Это значение по порядку величины согласуется с полученным в настоящей работе параметром неоднородности f_S для скачка А, так как относительную площадь неоднородности с характерным размером 0.2 радиуса звезды можно оценить как $0.2^2 = 0.04$, а из рис. 4 следуют значения ≈ 0.01 .

Подобные скачки в показателе цвета согласно описанной выше модели должны наблюдаться и у других звезд типа Т Тельца с высоким темпом аккреции, демонстрирующих переменность типа UX Ori. Для их выявления необходимо проводить наблюдения таких объектов с достаточно высоким временным разрешением, так как скачки не отличаются большой продолжительностью. При этом важно, чтобы наблюдения проводились синхронно во всех фильтрах.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Методика расчета демонстрационной модели затмения

В данном приложении описываются методы, использовавшиеся для демонстрационного расчета (см. рис. 2).

Экран. В качестве экрана, на который затем добавлялась неоднородность, вызывающая скачок, использовалась модель, подробно описанная в работе Дмитриева и др. (2021). В ней предполагается, что экран имеет оптическую толщину, распределенную по картинной плоскости как

$$\tau_s(x, y) = \begin{cases} \tau_0 \exp\left(-\frac{(y - y_s)^2}{h^2}\right), & y \geq y_s, \\ \tau_0, & y < y_s, \end{cases} \quad (1)$$

где h — высота неоднородности экрана, а y_s — положение экрана относительно центра звезды,

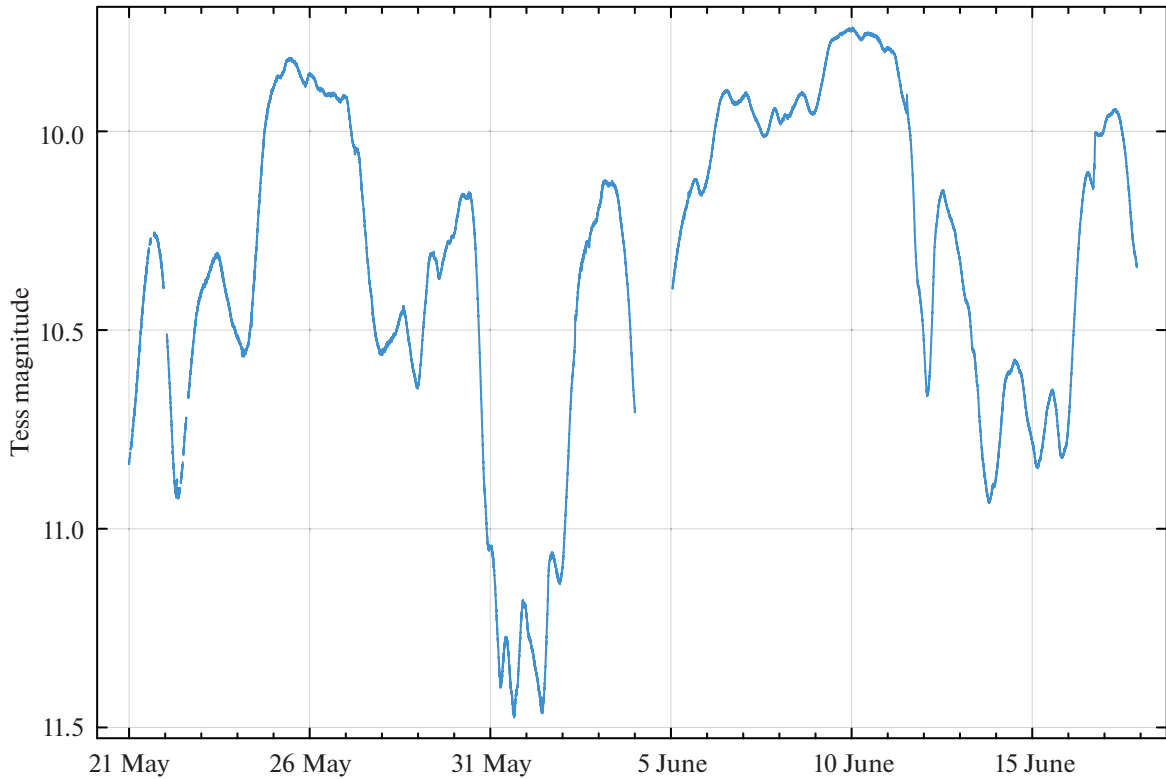


Рис. 6. Кривая блеска RY Lupi, полученная на TESS в мае-июне 2019 г.

которому соответствует точка $x = 0$, $y = 0$. В такой модели прогресс затмения моделируется увеличением y_s . Закон поглощения был взят из наблюдений наклона трека на диаграмме цвет–величина вблизи яркого состояния.

Горячее пятно. Положение горячего пятна на поверхности и его температура рассчитываются на основе модели дипольной осесимметричной магнитосферы (см. Хартманн и др., 1994). Спектр излучения горячего пятна и фотосферы звезды считается чернотельным. В таком случае пятно располагается между двумя параллелями, задаваемыми широтами

$$\varphi_1 = \arcsin \left(\sqrt{\frac{R_\star}{r_{mi}}} \right) \quad (2)$$

и

$$\varphi_2 = \arcsin \left(\sqrt{\frac{R_\star}{r_{mo}}} \right). \quad (3)$$

Здесь r_{mi} и r_{mo} — это параметры магнитосферы — ее внутренний и внешний радиусы (см. Хартманн и др., 1994). При этом симметричное пятно существует и в южном полушарии звезды между параллелями $-\varphi_1$ и $-\varphi_2$.

Температура пятна рассчитывается по формуле

$$T_r^4 = \frac{L_a}{4\pi\sigma R_\star^2} (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)^{-1}, \quad (4)$$

где

$$L_a = \frac{GM_\star \dot{M}}{R_\star} \left(1 - \frac{2R_\star}{r_{mo} + r_{mi}} \right). \quad (5)$$

Здесь $\dot{M}$ — темп аккреции.

Неоднородность. Оптическая толщина с учетом неоднородности в экране рассчитывается как

$$\tau(x, y) = \tau_s(x, y) + (\tau_a - \tau_s(x, y)) \times \exp \left(-\frac{(x - x_a)^2}{a_x^2} - \frac{(y - y_s - y_a)^2}{a_y^2} \right), \quad (6)$$

где x_a и y_a обозначают положение неоднородности относительно экрана, a_x и a_y — ее характерные размеры, а τ_a — оптическая толщина в ее центре. Предполагается, что неоднородность движется относительно экрана с постоянной скоростью, тогда

$$\begin{aligned} x_a &= x_0 + v_x(y_s - y_{s0}), \\ y_a &= (y_0 - y_{s0}) + v_y(y_s - y_{s0}). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь v_x и v_y — компоненты скорости ее движения относительно экрана. В качестве “времени” используется координата y_s . Такой подход позволяет

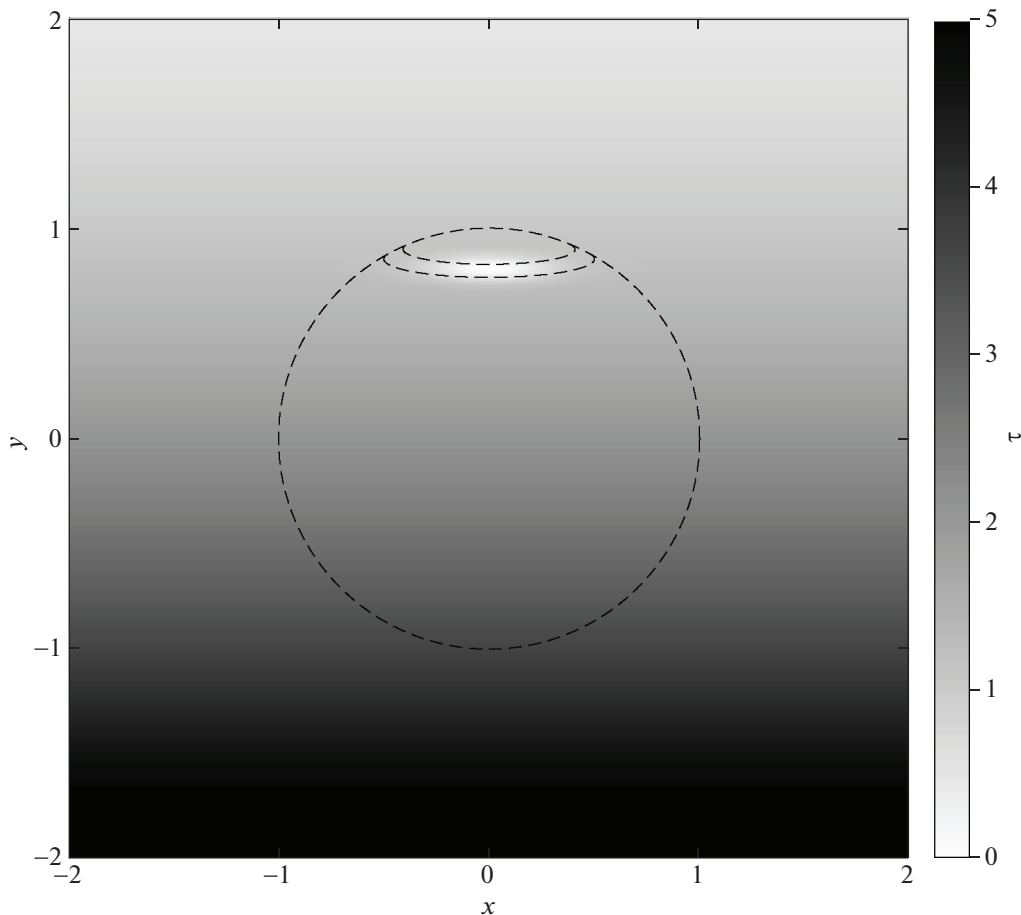


Рис. 7. Оптическая толщина экрана (в полосе V) во время пика скачка на диаграмме $(B - V)/V$ (см. рис. 2). Штрихами показан диск звезды и границы области горячего пятна.

удобно задавать момент прохождения неоднородности через точку x_0, y_0 в системе координат относительно прогресса затмения ($y_s = y_{s0}$).

Значения оптической толщины в различных полосах рассчитываются, используя приведенный в работе Гам и др. (1989) закон экстинкции, полученный из наблюдаемого наклона на диаграммах цвет–величина вблизи максимума блеска.

Демонстрационная модель. При расчете диаграммы цвет–величина, показанной на рис. 2, использовались следующие параметры экрана и неоднородности: $h = 1 R_*$, $\tau_0 = 10$, $\tau_a = 0$, $a_x = 0.3 R_*$, $a_y = 0.06 R_*$, $v_x = 2$, $v_y = 1$, $x_0 = 0 R_*$, $y_0 = 0.8 R_*$, $y_{s0} = -5 R_*$.

Для расчета параметров горячего пятна использовались следующие параметры магнитосферы: $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot/\text{год}$, $r_{mi} = 4 R_*$, $r_{mo} = 6 R_*$. Обозначения параметров взяты из работы Хартманна и др. (1994). Параметры звезды принимались равными параметрам RY Lup: радиус $2.2 R_\odot$, масса $1.5 M_\odot$, температура 5300 K.

На рис. 7 показана оптическая толщина экрана с неоднородностью на картинной плоскости в полосе V . Диск звезды и границы горячего пятна отмечены пунктиром.

Большое количество параметров такой модели делает ее трудно применимой для получения какой-либо новой информации из наблюдательных данных. К тому же предполагаемая форма горячего пятна и неоднородности, а также характер ее движения могут не соответствовать действительности. Поэтому эта модель служит лишь для демонстрации теоретической возможности резких скачков в показателе цвета звезды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев Д.В., Гринин В.П., Барсунова О.Ю. Письма в Астрон. журн. **47**, 22 (2021) [D.V. Dmitriev, V.P. Grinin, and O.Y. Barsunova, Astron. Lett. **47**, 19 (2021)].
2. Додин, Суслина (A.V. Dodin and E.A. Suslina), MNRAS **503**, 5704 (2021).

3. Гам и др. (G.F. Gahm, C. Fischerstrom, R. Liseau, and K.P. Lindroos), *Astron. Astrophys.* **211**, 115 (1989).
4. Гам и др. (G.F. Gahm, R. Liseau, E. Gullbring, and D. Hartstein), *Astron. Astrophys.* **279**, 477 (1993).
5. Гринин (V.P. Grinin), *Astrophysics* **16**, 147 (1980).
6. Гринин (V.P. Grinin), *Sov. Astron. Lett.* **14**, 27 (1988).
7. Гринин и др. (V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.K. Minikulov, G.P. Chernova, and N.V. Voshchinnikov), *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
8. Хартманн и др. (L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet), *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
9. Хербст и др. (W. Herbst, D.K. Herbst, E.J. Grossman, and D. Weinstein), *Astron. J.* **108**, 1906 (1994).
10. Ланглоиз и др. (M. Langlois, A. Pohl, A.-M. Lagrange, A.-L. Maire, D. Mesa, A. Boccaletti, R. Gratton, L. Denneulin, et al.), *Astron. Astrophys.* **614**, 88L (2018).
11. Мансет и др. (N. Manset, P. Bastien, F. Ménard, C. Bertout, A. Le van Suu, and L. Boivin), *Astron. Astrophys.* **499**, 137 (2009).
12. Рикер и др. (G.R. Ricker, J.N. Winn, R. Vanderspek, D.W. Latham, G.A. Bakos, J.L. Bean, et al.), *J. Astron. Telescop. Instrument. System.* **1**, 014003 (2015).
13. Робинсон и др. (C.E. Robinson, J.E. Owen, C.C. Espillat, and F.C. Adams), *Astrophys. J.* **838**, 100 (2017).
14. Робинсон и др. (C.E. Robinson, C.C. Espillat, and J.E. Owen), *Astrophys. J.* **908**, 16 (2021).

SDSS J085414.02+390537.3 — НОВЫЙ АСИНХРОННЫЙ ПОЛЯР

© 2023 г. А. И. Колбин^{1,2,3*}, М. В. Сусликов^{1,2},
В. Ю. Кочкина^{1,2}, Н. В. Борисов¹, А. Н. Буренков¹, Д. В. Опарин¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 24.08.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

На основе данных фотометрического обзора ZTF обнаружена асинхронность поляр SDSS J085414.02+390537.3. В кривых блеска выделяется период биений $P_{\text{beat}} = 24.6 \pm 0.1$ сут, в течение которого система меняет свою яркость на $\approx 3^m$. В периодограммах обнаруживаются пики мощности на периоде вращения белого карлика $P_{\text{spin}} = 113.197 \pm 0.001$ мин и орбитальном периоде $P_{\text{orb}} = 113.560 \pm 0.001$ мин, а соответствующая асинхронность поляр $1 - P_{\text{orb}}/P_{\text{spin}} = 0.3\%$. Фотометрическое поведение поляр указывает на смену главного аккрецирующего полюса в течение периода биений. На основе зеемановского расщепления линии $H\beta$ сделана оценка средней напряженности магнитного поля белого карлика $B = 28.5 \pm 1.5$ МГс. Путем моделирования циклотронных спектров найдена напряженность магнитного поля вблизи магнитного полюса $B = 34 \pm 2$ МГс. Допплеровские томограммы в линии $H\beta$ демонстрируют типичное для поляр распределение источников эмиссии в пространстве скоростей с признаками перехода аккреционной струи с баллистической траектории на магнитную.

Ключевые слова: звезды: новые, катаклизмические переменные; индивидуальные: SDSS J085414.02+390537.3; методы: фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010823080028, **EDN:** YDDBCO

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы с орбитальными периодами $P_{\text{orb}} = 1.4\text{--}9$ ч, которые состоят из белого карлика и маломассивной холодной звезды (обычно М-карлика), заполняющей свою полость Роша (Уорнер, 1995; Хеллиер, 2001). Вещество холодной компоненты истекает из внутренней точки Лагранжа L_1 и при слабом магнитном поле белого карлика ($B \lesssim 0.1$ МГс) образует аккреционный диск. Иная картина аккреции наблюдается в системах с сильным магнитным полем ($B \gtrsim 10$ МГс), где ионизованный газ перетекает на поверхность аккретора вдоль силовых линий без образования аккреционного диска. При взаимодействии падающего газа с поверхностью аккретора образуются горячие ($T \sim 10$ кэВ) и компактные аккреционные пятна, которые являются источниками жесткого рентгеновского излучения, а также поляризованного циклотронного излучения

в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Такого рода объекты называют звездами типа AM Her или полярными (Кроппер, 1990). В полярах взаимодействие сильного магнитного поля аккретора с донором приводит к синхронизации вращения белого карлика с его орбитальным движением ($P_{\text{spin}} = P_{\text{orb}}$, P_{spin} — период вращения белого карлика). При магнитных полях $B \sim 0.1\text{--}10$ МГс образуется аккреционный диск, который разрушается изнутри магнитным полем белого карлика. Эти системы именуются звездами типа DQ Her или промежуточными полярными (Паттерсон, 1994). В отличие от поляр, системы типа DQ Her не являются синхронными, их отношения вращательного периода к орбитальному распределены в широком диапазоне со средним значением $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} \approx 0.1$ ¹.

Среди поляр выделяется малочисленная

¹Каталог промежуточных поляр со значениями орбитального и вращательного периодов доступен на странице К. Мукаи: <https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphome/catalog/members.html>

*Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

группа объектов, именуемая асинхронными полярными. В этих системах присутствует слабая асинхронность вращения белого карлика, не превышающая нескольких процентов. К настоящему времени асинхронность подтверждена у V1500 Cyg (Павленко и др., 2018), V1432 Aql (Литтлфилд и др., 2015), BY Cam (Силбер и др., 1992), CD Ind (Литтлфилд и др., 2019), SDSS J084617.11+245344.1 (Литтлфилд и др., 2023), 1RXS J083842.1–282723 (Халперн и др., 2017), IGR J19552+0044 (Товмассян и др., 2017), SDSS J134441.83+204408.3 (Литтлфилд и др., 2023). Предполагается, что это состояние является нестабильным, и асинхронные системы движутся к состоянию синхронного движения. Возможно, что такие системы были выведены из состояния синхронного движения недавним взрывом Новой (Стокман и др., 1988). По современным представлениям отличительной чертой асинхронных полярных является их временное нахождение в состоянии асинхронности, в то время как для промежуточных полярных состояние с $P_{\text{spin}} < P_{\text{orb}}$ должно быть стабильным (Кинг, Ласота, 1991). Разность орбитального периода и периода вращения белого карлика приводит к периодическому изменению геометрии аккреционных потоков, дрейфу аккреционных пятен по поверхности аккретора и смене главного аккрецирующего магнитного полюса (Соболев и др., 2021). Смена аккрецирующего полюса и дрейф пятен проявляются в виде переменности формы кривой блеска, модулированной с вращением белого карлика, в течение периода биений $P_{\text{beat}} = (\omega - \Omega)^{-1}$, где $\omega = 1/P_{\text{spin}}$ — частота вращения белого карлика, а $\Omega = 1/P_{\text{orb}}$ — орбитальная частота (Литтлфилд и др., 2019, 2023).

Объект SDSS J085414.02+390537.3 (далее J0854) был отнесен Христиан и др. (2001) к кандидатам в магнитные катаклизмические переменные. Шкоди и др. (2005) обнаружили в спектре J0854 циклотронные гармоники, положение которых соответствовало магнитному полю 44 МГс. Также была обнаружена высокая круговая поляризация излучения, достигающая 30%. Диллон и др. (2008) определили фотометрический период полярной $P = 113.26 \pm 0.03$ мин. Кривая блеска имела двухпиковую яркую фазу, которая была интерпретирована прохождением аккреционного пятна по диску белого карлика. Интерес к J0854 был вызван у нас после обнаружения признаков асинхронности в долговременных кривых блеска обзора ZTF. Для более детального изучения данной системы мы проанализировали ее фазово-разрешенную спектроскопию.

Настоящая работа структурирована следующим образом. Во втором разделе мы описываем выполненные спектральные наблюдения J0854 и их обработку. Далее, в третьем разделе, проводится анализ

долговременных кривых блеска J0854, полученных обзором ZTF. Исследуется переменность на периоде биений, а также переменность, модулированная вращением белого карлика. В четвертом разделе выполняется анализ спектров J0854, включающий в себя определение магнитного поля по зеемановскому расщеплению линии $H\beta$, моделирование циклотронного спектра и доплеровскую томографию. Результаты выполненной работы резюмированы в разделе “Заключение”.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Набор спектров J0854 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночи с 07 по 08 марта 2022 г. и с 24 по 25 апреля 2022 г. В первую ночь наблюдения проводились с использованием фокального редуктора SCORPIO-2, а во вторую ночь — с помощью SCORPIO-1 (Афанасьев, Моисеев, 2011). В обоих случаях использовался режим длиннощелевой спектроскопии с экспозициями 300 с. В первую наблюдательную ночь удалось покрыть лишь ≈ 0.6 орбитального периода полярной, а во вторую ночь наблюден полный период ≈ 110 мин. В мартовских наблюдениях использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG1200@540, что при выставленной ширине щели $1.0''$ дало спектральное разрешение $\Delta\lambda \approx 5.2 \text{ \AA}$ и охват спектрального диапазона 3700–7300 $\text{\AA}$. Наблюдения выполнены при легкой облачности с размером звездного изображения $2.5''$. В апрельских наблюдениях на SCORPIO-1 использовались гризма VPHG1200G и щель шириной $1.2''$, что обеспечило разрешение $\Delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$ с покрытием диапазона длин волн 3800–5700 $\text{\AA}$. Эти наблюдения проводились в хороших астроклиматических условиях с размером звездного изображения $1.8''$.

Обработка наблюдательного материала проводилась с использованием программного пакета IRAF². Из спектральных кадров вычитались изображения электронного нуля (байес), на основе снимков лампы плоского поля проводилась коррекция за микровариации чувствительности прибора. Удаление следов космических частиц выполнялось с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). Исправление геометрических искажений и калибровка спектров по длинам волн осуществлялись с использованием кадров лампы He-Ne-Ar. Проведена оптимальная экстракция спектров (Хорн, 1986) с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка выполнена на основе

²Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

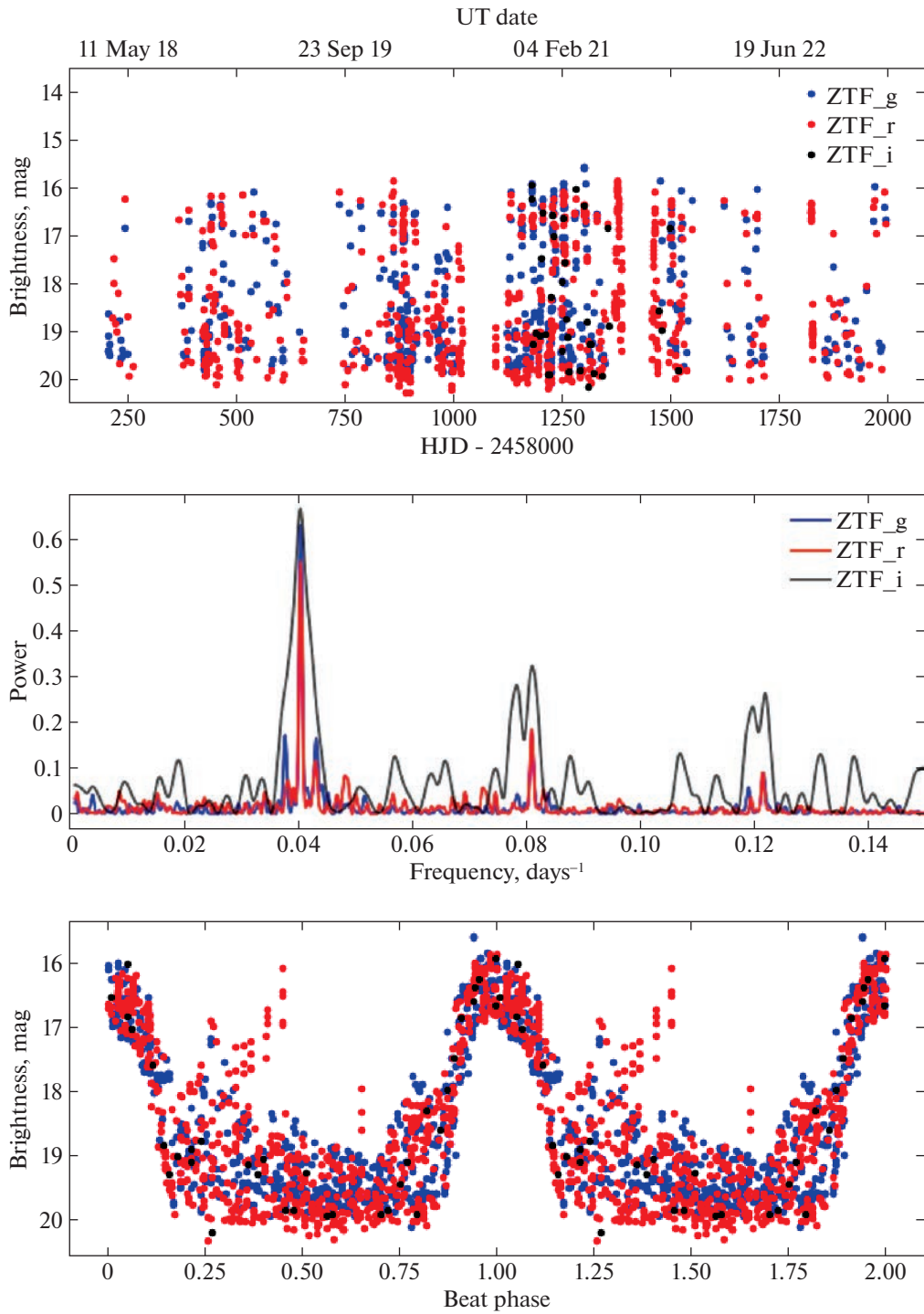


Рис. 1. Верхняя панель: долговременные кривые блеска J0854, полученные обзором ZTF в полосах g , r , i . Средняя панель: периодограммы Ломба–Скаргла, полученные для кривых блеска в трех полосах. Нижняя панель: фазовые кривые блеска, построенные по эфемеридам (1).

наблюдений стандарта Feige 34 (для наблюдений 07/08 марта 2022 г.) и AGK+81°266 (для наблюдений 24/25 апреля 2022 г.). Потоки исправлялись за переменную непрозрачность атмосферы

по спектрам соседней звезды, захваченной щелью спектрографа. Для каждого спектра найдены барицентрические юлианские даты, а также барицентрические поправки для лучевой скорости.

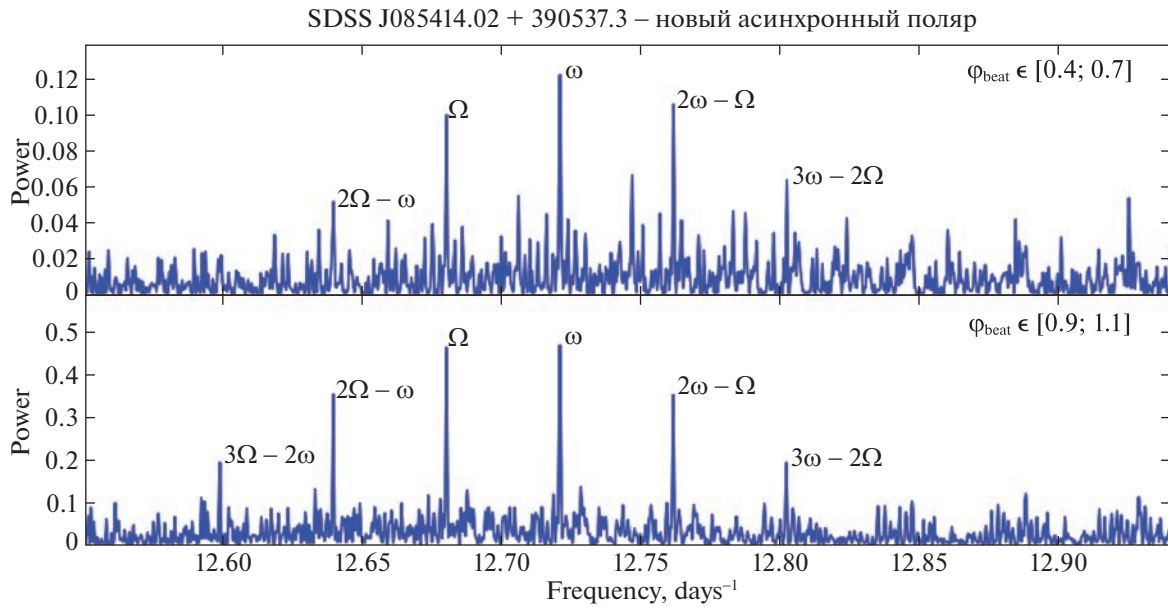


Рис. 2. Периодограммы J0854 около частоты вращения белого карлика для низкого ($\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$, верхняя панель) и высокого ($\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$, нижняя панель) состояний. Указаны положения пиков частоты вращения белого карлика ω , орбитальной частоты Ω и боковых полос.

3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ ZTF

Переменность на частоте биений

Долговременные кривые блеска J0854, полученные обзором ZTF (Маски и др., 2018) на протяжении почти 4.8 лет в полосах g , r , i , показаны на рис. 1. Видны довольно быстрые (порядка месяца) изменения блеска объекта от 20^m до 16^m в трех фильтрах. На том же рисунке показаны периодограммы Ломба–Скаргла (ВандерПлас, 2018), построенные на основе представленных кривых блеска. Обращает на себя внимание пик мощности на частоте $f = 0.04060 \pm 0.00023$ сут $^{-1}$ (период $P = 24.63 \pm 0.14$ сут), проявляющийся по данным наблюдений в трех фильтрах. На рис. 1 также представлены фазовые кривые блеска, построенные для найденного периода. Они демонстрируют высокое состояние со средним блеском $\langle g \rangle \approx \langle r \rangle \approx \langle i \rangle \approx 16.5^m$ и низкое состояние с $\langle g \rangle \approx \langle r \rangle \approx \langle i \rangle \approx 19.5^m$. Регулярность изменения состояния блеска не вызывает сомнений, однако является нетипичной для систем типа AM Нег. Очевидно, полученный период значительно превышает орбитальные периоды полярлов ($\sim 1/10$ сут), а наблюдаемая переменность блеска в $\approx 3^m$ сильно превосходит амплитуду внезатменной орбитальной переменности полярлов ($\sim 1^m$). Амплитуда $\sim 3^m$ типична для изменения состояний полярлов, обусловленных переменностью темпа аккреции. Однако такие переключения состояний блеска имеют иррегулярный характер и не обнаруживают какой-либо значимой

периодичности. Мы предположили, что J0854 является асинхронным полярмом, а найденный период представляет собой период биений $P_{\text{beat}} = (\omega - \Omega)^{-1}$. Иными словами, этот период равен периоду вращения белого карлика в системе координат, вращающейся вместе с двойной звездой. Наблюдаемая переменность блеска при этом может быть вызвана сменой главного аккрецирующего магнитного полюса (см. подробнее раздел “Заключение”). Заметим, что фазовая кривая блеска построена согласно эфемеридам

$$HJD_{\text{beat}} = 2459082.49(7) + 24.6(1)E, \quad (1)$$

где начальная эпоха соответствует середине высокого состояния.

Орбитальная и вращательная переменности

Для анализа быстрой переменности было выделено два участка с диапазонами фаз периода биений $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$ и $\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$, которые соответствуют низкому и высокому состояниям соответственно (см. рис. 1). Эти участки имеют малые дисперсии блеска, что дает надежду выделить в них вращательную или орбитальную переменность, не искаженную сменой темпа аккреции. Анализ проводился в полосах g , r с предварительным вычитанием среднего блеска. В области $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$ средний блеск считался постоянным, а в $\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$ он сильно зависит от φ_{beat} , и находился аппроксимацией участка кривой блеска параболой.

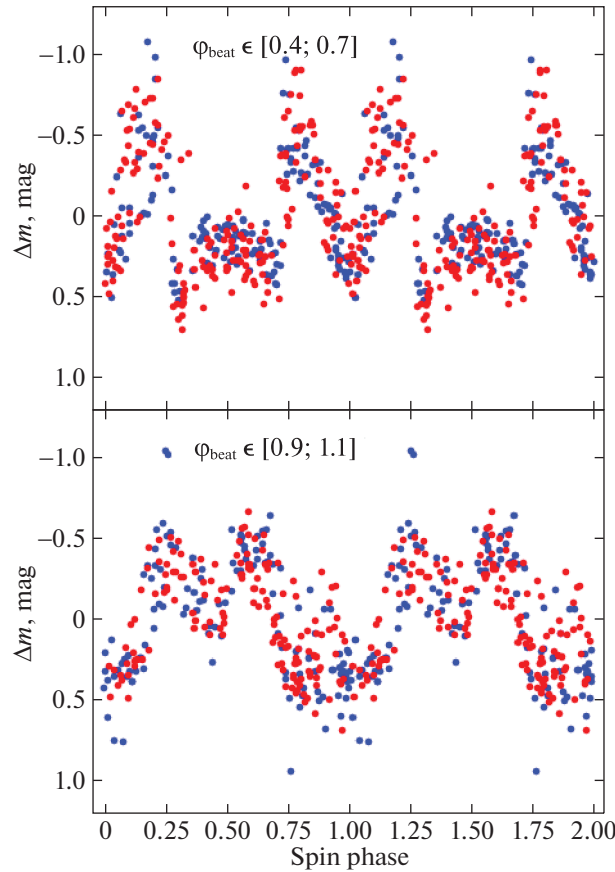


Рис. 3. Фазовые кривые блеска J0854, полученные по эфемеридам (2) и показывающие переменность, модулированную с вращением белого карлика. На верхней панели показаны кривые блеска, полученные по данным низкого состояния $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$, а на нижней панели — по данным высокого состояния $\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$. Измерения блеска в полосе g показаны синими точками, а измерения в полосе r — красными точками.

Периодограммы Ломба—Скаргла для двух участков представлены на рис. 2. Они содержат множество пиков, наиболее сильный из которых соответствует периоду $P_{\text{spin}} = 113.197 \pm 0.001$ мин, близкому к периоду вращения белого карлика (Диллон и др., 2008). Частота соседнего пика равна $\omega = 1/P_{\text{beat}}$ и является частотой орбитального движения Ω , а соответствующий ей орбитальный период $P_{\text{orb}} = 0.078861 \pm 0.000001$ сут ($113.55984 \pm \pm 0.001$ мин). Другие пики мощности представляют собой боковые полосы (англ. sidebands), получаемые комбинацией частот ω и Ω .

Свернутые с найденным периодом вращения белого карлика кривые блеска в низком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$) и высоком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.9\text{--}1.1$) состояниях показаны на рис. 3. В обеих полосах они имеют двухпиковую яркую фазу, которая, по-видимому, образуется в результате изменения условий видимости аккреционного пятна по мере вращения белого карлика. Характерная двухпиковая структура яркой фазы в полярах интерпретируется анизо-

тропностью циклотронного излучения аккреционного пятна. Оно наиболее интенсивно, когда пятно находится около края диска белого карлика, т.е. когда угол между линиями магнитного поля и лучом зрения близок к 90° , и уменьшается при приближении пятна к центру диска (если ось вращения звезды имеет высокое наклонение, см. подробнее, например, Колбин, Борисов, 2020; Колбин и др., 2022). Для построения представленных фазовых кривых блеска были использованы эфемериды

$$HJD_{\text{rot}} = 2459063.376(3) + 0.0786091(7)E, \quad (2)$$

где начальная эпоха соответствует середине яркой фазы для $\varphi_{\text{beat}} = 0.4\text{--}0.7$.

Обращает на себя внимание смена положения яркой фазы на $\approx \frac{1}{2}P_{\text{spin}}$ при переходе от низкого состояния к высокому. Это явление хорошо вписывается в картину асинхронности J0854 и, по-видимому, вызвано сменой главного аккрецирующего магнитного полюса.

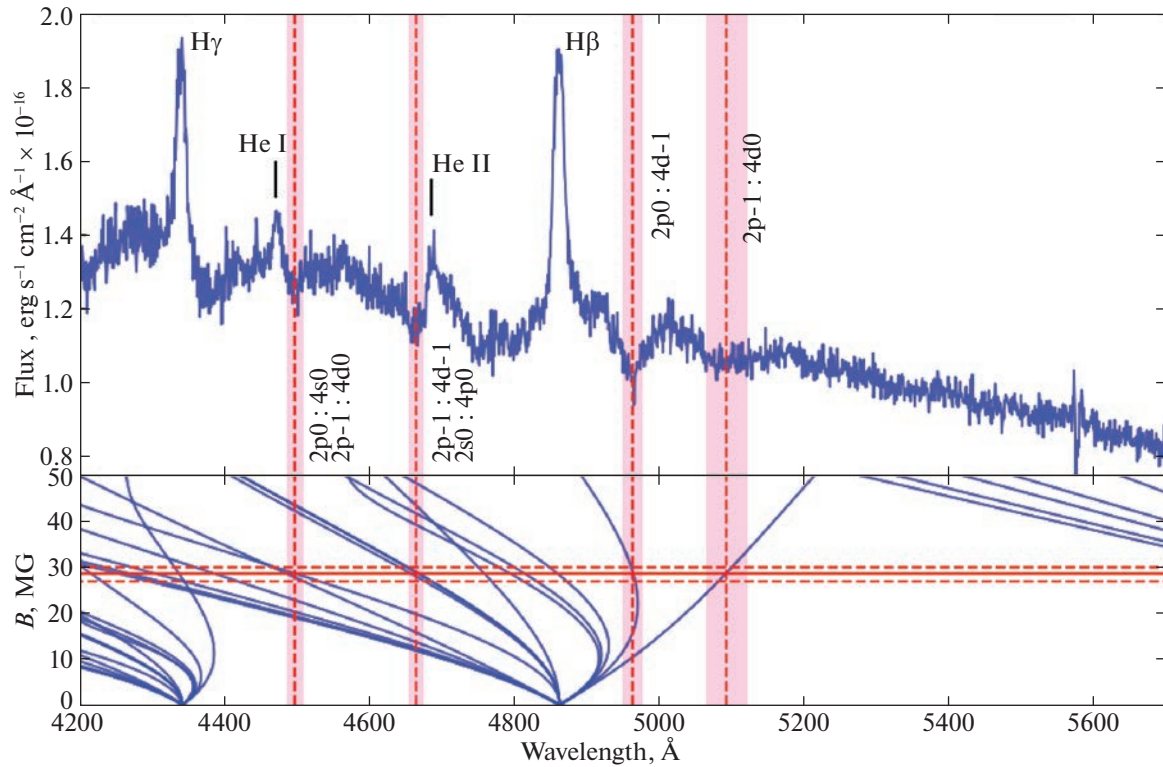


Рис. 4. Верхняя панель: усредненный спектр J0854, полученный по наблюдениям 24/25 апреля 2022 г. Вертикальными линиями указано положение абсорбционных компонент зеемановского расщепления линии $H\beta$, розовыми полосами указана неопределенность их положения. Также указаны отождествленные переходы в атоме водорода. Нижняя панель: диаграмма расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$. Горизонтальной непрерывной линией указана найденная оценка напряженности магнитного поля.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Зеемановское расщепление

В спектрах J0854, полученных 24/25 апреля 2022 г., присутствуют абсорбционные компоненты зеемановского расщепления линии $H\beta$. Зеемановское расщепление характерно для полярных при низком темпе аккреции, когда в спектрах проявляется излучение белого карлика. О низком темпе аккреции на момент наблюдений J0854 свидетельствует отсутствие интенсивной линии $HeII$ $\lambda 4686$. На рис. 4 показан усредненный спектр J0854, на котором выделены зеемановские компоненты, имеющие надежное отождествление. Положение этих компонент находилось аппроксимацией гауссианами, а за ошибку положения принималась величина 1σ . Для оценки магнитного поля белого карлика мы рассчитали энергетический спектр атома водорода в сильном магнитном поле с помощью программного кода Шимежек, Вуннер (2014). Затем были найдены длины волн разрешенных переходов на второй энергетический уровень. Полученная диаграмма расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ также

представлена на рис. 4. Оценка среднего магнитного поля белого карлика составила $B = 28.5 \pm 1.5$ МГс.

Циклотронный спектр

В спектральном ряде, полученном 07/08 марта 2022 г., выделяется один спектр со слабыми циклотронными гармониками (см. рис. 5). Мы выполнили его моделирование с использованием простой однородной по температуре и плотности модели аккреционного пятна, часто используемой при исследовании полярных (Кэмпбелл и др., 2008; Колбин и др., 2019; Бойерманн и др., 2020). К циклотронному спектру добавлялась подложка в виде спектра Рэлея—Джинса для учета излучения белого карлика, а также возможного вклада от аккреционной струи. Модель зависит от четырех параметров: напряженности магнитного поля в пятне B , электронной температуры T_e , угла между линиями магнитного поля и лучом зрения θ , а также плазменного параметра $\Lambda = \omega_p^2 \ell / \omega_c$, где ω_p — плазменная частота, ℓ — глубина излучающей области вдоль луча зрения, а $\omega_c = eB/m_e c$ — циклотронная частота.

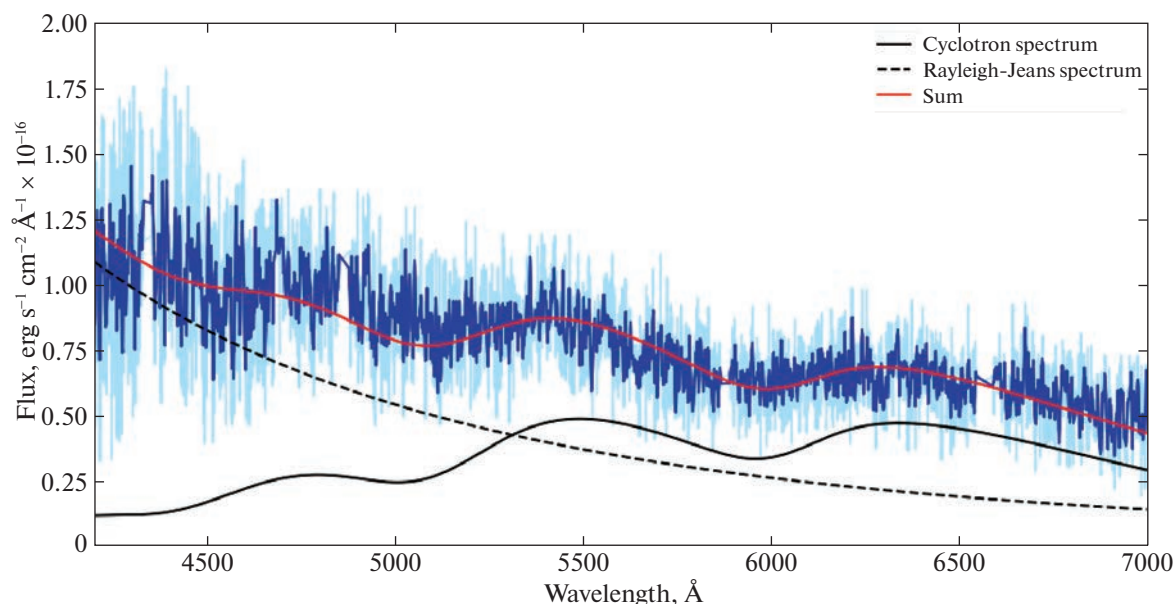


Рис. 5. Спектр J0854 с циклотронными гармониками (голубая линия, эмиссионные линии удалены) и его аппроксимация (красная линия) суммой циклотронного спектра (черная линия) и спектра Рэля—Джинса (черная штриховая линия). Синей линией показан наблюдаемый спектр, сглаженный фильтром Савицкого—Голея.

Вычисление интенсивности циклотронного излучения проводилось с использованием коэффициентов поглощения, рассчитываемых по методике Чэн-мьюгэм, Далк (1981). Наилучшее описание спектра получено для напряженности магнитного поля $B \approx 34$ МГс. Отметим, что зашумленность спектров дает неопределенность в положении циклотронных гармоник ≈ 20 Å, которая соответствует ошибке напряженности магнитного поля около 0.1 МГс. Гораздо больший вклад в ошибку магнитного поля вносит вырожденность решения по температуре и плазменному параметру (Кэмпбелл и др., 2008). К сожалению, путем моделирования циклотронного спектра не удастся одновременно определить температуру T_e и плазменный параметр Λ из-за их похожего влияния на форму спектра. Мы варьировали температуру в диапазоне 5–20 кэВ, который охватывает типичные для полярных значения этого параметра. Для всех температур этого диапазона методом наименьших квадратов находилось решение, наилучшим образом описывающее наблюдаемый спектр. Напряженность магнитного поля при этом изменялась на величину ≈ 2 МГс, которая была принята за ошибку магнитного поля. Оптимальные значения плазменного параметра лежали в диапазоне от $\log \Lambda = 4$ (для $T_e = 20$ кэВ) до $\log \Lambda = 7$ (для $T_e = 5$ кэВ), ожидаемом для аккреционных пятен в полярных (Воелк, Бойерманн, 1996). Карта распределения χ^2 в плоскости T_e – $\log \Lambda$ приведена на рис. 6. Представленные значе-

ния χ^2 являются минимальными для каждой пары $(T_e, \log \Lambda)$ и находились путем оптимизации по напряженности магнитного поля B , углу θ и вкладу рэлей-джинсовской компоненты в интегральное излучение системы. К сожалению, из-за грубости принятой модели трудно ограничить область допустимых значений с надежными уровнями значимости. Поэтому мы ограничились указанием в распределении χ^2 области, в которой амплитуда циклотронных гармоник описывается лучше $\approx 50\%$ (см. рис. 6). Угол θ найден принадлежащим диапазону от 50° до 70° . На рис. 5 показано описание наблюдаемого спектра циклотронным спектром при температуре $T_e = 10$ кэВ. Найденное по циклотронному спектру значение магнитного поля $B = 34 \pm 2$ МГс на ≈ 6 МГс выше оценки, полученной из анализа зеемановского расщепления. Подобные расхождения в результатах двух методов типичны для систем типа AM Her. При анализе фотосферных линий белого карлика находится усредненное по диску звезды магнитное поле, в то время как по циклотронным гармоникам определяется магнитное поле около магнитного полюса. Последняя оценка должна быть заведомо больше первой, что и наблюдается в случае J0854.

Допплеровская томография

Допплеровские томограммы представляют собой распределение источников эмиссионных линий в двумерном пространстве скоростей. Каж-

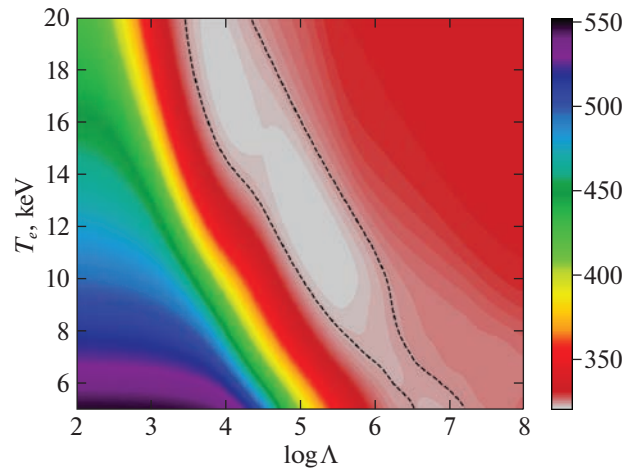


Рис. 6. Карта распределения χ^2 в плоскости T_e — $\log \Lambda$. Черными штриховыми изолиниями выделено значение χ^2 , при котором амплитуды циклотронных гармоник описываются с точностью около 50%.

дая точка этого пространства определяется парой полярных координат: абсолютным значением скорости относительно центра масс системы v в проекции на орбитальную плоскость (с точностью до множителя $\sin i$, i — наклонение орбиты) и углом ϑ , определяющим направление вектора скорости в орбитальной плоскости (обычно этот угол отсчитывается от линии, соединяющей центры масс звездных компонент). За подробностями в интерпретации доплеровских томограмм мы отсылаем читателя к работам Марш, Швопе (2016), Котзе и др. (2015, 2016). Поскольку мы не имеем орбитальных эфемерид J0854, томограммы восстановлены с точностью до поворота, т.е. угол ϑ точек томограммы определен с точностью до постоянного слагаемого. Томография J0854 проводилась в линии H β , в которой достигается максимальное отношение сигнал—шум в двух рядах наблюдений. Восстановление доплеровских томограмм проводилось с помощью программного кода Котзе и др. (2015), реализующего метод максимума энтропии.

Полученные томограммы J0854 представлены на рис. 7 в двух проекциях: стандартной и вывернутой (“inside—out”). В первой проекции скорость v увеличивается от центра томограммы к ее периферии. В вывернутой проекции, наоборот, абсолютная скорость возрастает от периферии к центру. Последний вариант предпочтителен для исследования высокоскоростных структур, которые размывались бы по большой площади в стандартной проекции (подробнее об этом эффекте см. Котзе и др., 2015). Для удобства сравнения томограмм, полученных в разные ночи, распределение интенсивности по данным 24/25 апреля 2022 г. мы представили набором изолиний. Эти изолинии мы

наложили на карту, полученную по спектрам 07/08 марта 2022 г., представленной в цветовой градации.

Томограммы J0854 типичны для систем типа AM Нег. В четвертой четверти стандартной томограммы присутствуют максимум интенсивности и более слабая яркая область в первой четверти, вытянутая в радиальном направлении. Такая же картина проявляется и на карте в вывернутой проекции, но отличается более выраженной высокоскоростной составляющей. Вспомнив, что доплеровские карты восстановлены с точностью до поворота, мы могли бы повернуть их на $\sim 180^\circ$ и видеть их соответствие с картами других полярных, например, HU Aqr (Швопе и др., 1997), BS Tr1 (Колбин и др., 2022). Максимум в четвертой четверти томограммы в стандартной проекции, приходящийся на модуль скорости $v = 200$ – 450 км/с, вероятно формируется около точки Лагранжа L_1 . Его источником может быть баллистический участок аккреционной струи. Часть излучения может формироваться в области переизлучения на поверхности донора, однако она не может быть доминирующей ввиду отсутствия в профилях спектральных линий характерных узких компонент (Колбин и др., 2022). Максимум в первой четверти, имеющий на $\Delta v \approx 50$ км/с меньшую абсолютную скорость и на $\Delta \vartheta \approx 90^\circ$ больший полярный угол, вероятно, формируется на участке аккреционной струи, текущей вдоль силовых линий магнитного поля белого карлика. Уменьшение абсолютной скорости в таком случае вызвано торможением аккреционной струи около области стагнации, где динамическое давление струи сравнивается с магнитным давлением ($\rho v^2 = B^2/8\pi$, где ρ — плотность струи). После этой области газ движется вдоль линий магнитного

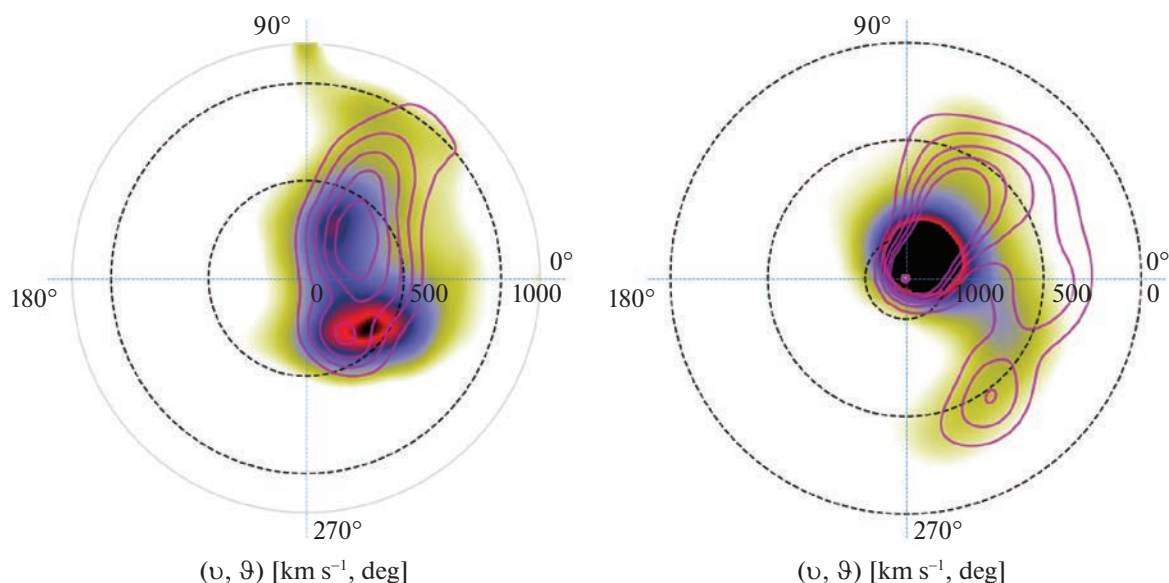


Рис. 7. Доплеровские томограммы J0854 в линии H β . Слева представлены томограммы в стандартной проекции, а справа — в вывернутой. Томограммы, восстановленные по спектрам 07/08 марта 2022 г., представлены в цветовой градации, а томограммы 24/25 апреля 2022 г. отображены изолиниями. Томограммы даны в полярных координатах: штриховыми окружностями указаны области с постоянным модулем скорости ($v = 0, 500, 1000$ км/с), у периферии томограмм отмечены полярные углы ($\vartheta = 0, 90, 180, 270^\circ$), определяющие направление движения излучающих частиц.

поля с появлением компоненты скорости, перпендикулярной орбитальной плоскости (если ось магнитного диполя не лежит в орбитальной плоскости) и не регистрируемой в доплеровской томографии. Резкое изменение угла ϑ может быть интерпретировано быстрым изменением направления течения струи при переходе с баллистической траектории на магнитную.

Фазы периода биений на времена спектральных наблюдений составляют $\varphi_{\text{beat}} = 0.91 \pm 0.09$ и $\varphi_{\text{beat}} = 0.87 \pm 0.1$ для мартовских и апрельских наблюдений соответственно. Высокая неопределенность в фазе обусловлена ошибкой периода биений. При этом два ряда спектральных наблюдений различаются на $\Delta\varphi_{\text{beat}} = 0.04$. Похоже, что такой разности по фазе не достаточно для выделения различий в аккреционном течении. Хотя и доплеровские томограммы имеют разное положение максимумов интенсивности (особенно это заметно на картах в стандартной проекции), эти различия могут быть вызваны неполным покрытием орбитального периода в мартовских наблюдениях ($\approx 0.6P_{\text{orb}}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе обнаружен новый асинхронный поляр J0854. В его долговременных кривых блеска, полученных обзором ZTF, выделяется

период биений $P_{\text{beat}} = 24.6 \pm 0.1$ сут. В течение этого периода поляр изменяет средний блеск от $\langle g \rangle \approx 19.5^m$ (низкое состояние) до $\langle g \rangle \approx 16.5^m$ (высокое состояние). Анализ кривых блеска в низком и высоком состояниях выявил вращательную переменность белого карлика с периодом $P_{\text{spin}} = 113.197 \pm 0.001$ мин. В периодограммах низкого и высокого состояний также проявляются орбитальный период $P_{\text{orb}} = 113.55984 \pm 0.001$ мин и боковые полосы, возникающие из-за модуляции вращательной переменности орбитальным движением. Асинхронность J0854 равна $(\Omega - \omega)/\Omega \approx 0.3\%$ и согласуется со значениями этого параметра для асинхронных поляр, где он $< 2\%$. Свернутая с периодом вращения кривая блеска J0854 в низком состоянии имеет двухгорбую яркую фазу, которая интерпретируется прохождением источника циклотронного излучения (т.е. аккреционного пятна) по диску белого карлика. Похожая форма кривой блеска наблюдается и в высоком состоянии, однако она смещена примерно на половину периода вращения. Этот эффект можно интерпретировать смещением главного аккрецирующего полюса при изменении состояния с низкого на высокое. Поскольку в высоком состоянии средний блеск поляра выше на $\approx 3^m$, можно предположить, что в нем аккрецирующий полюс имеет лучшие условия видимости, т.е. располагается около полюса вращения, обращенного к наблюдателю. Кроме того, различия в яркости двух состояний могут быть связаны с

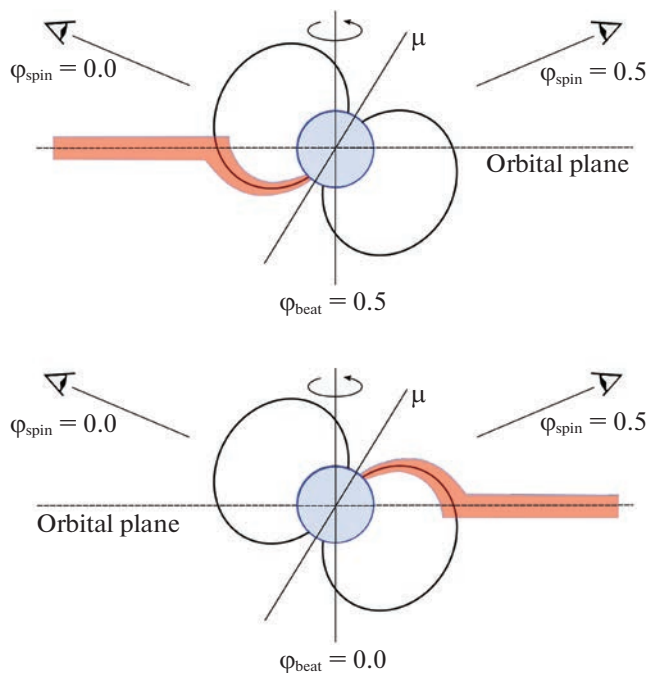


Рис. 8. Схема для интерпретации фотометрических наблюдений J0854. Показана аккреция на белый карлик в низком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.5$) и высоком ($\varphi_{\text{beat}} = 0.0$) состояниях. В низком состоянии аккреция происходит вблизи полюса вращения, развернутом от наблюдателя. Через половину периода биений магнитный диполь ориентируется к натекающему газу противоположным магнитным полюсом, который имеет лучшие условия видимости. При этом происходит смена фазы вращения белого карлика, на которой виден аккрецирующий полюс, с $\varphi_{\text{spin}} = 0$ на $\varphi_{\text{spin}} = 0.5$.

возможным различием напряженности магнитного поля на магнитных полюсах. При этом, поскольку в высоком состоянии блеск не падает до уровня низкого состояния, то, вероятно, аккреционное пятно не заходит за диск белого карлика. Последнее означает, что наклонение диполя к оси вращения $\beta < 90^\circ - i$, если i — наклонение оси вращения к лучу зрения. Описанная схема аккреции в J0854 представлена на рис. 8.

В спектрах J0854 присутствуют зеемановские компоненты расщепления линии $H\beta$. На их основе сделана оценка магнитного поля белого карлика $B = 28.5 \pm 1.5$ МГс. В одном из спектров обнаружены циклотронные гармоники, положение которых соответствует магнитному полю $B = 34 \pm 2$ МГс. Более высокая оценка напряженности магнитного поля связана с тем, что она получена для области, близкой к магнитному полюсу, в то время как по зеемановскому расщеплению находится напряженность магнитного поля, усредненная по поверхности звезды. Допплеровские томограммы демонстрируют типичное для полярных распределение источников эмиссионных линий, на которых проявляются низкоскоростные структуры, вероятно, образующиеся около баллистической траектории, а также высокоскоростные детали, вероятно, возникающие в магнитосфере белого

карлика. Существенных различий в томограммах, полученных в разные периоды времени, не обнаружено. По-видимому, это связано с малым различием фазы биений между спектральными рядами.

Поляр J0854 является интересным объектом для дальнейших оптических наблюдений. Так, для проверки гипотезы переключений между главными аккрецирующими полюсами желательны поляризационные наблюдения в разные фазы периода биений. При смене аккреции с одного полюса на другой следует ожидать смены знака круговой поляризации. Было бы интересно провести дополнительные фазово-разрешенные спектральные наблюдения. Допплеровские карты, полученные на их основе, позволили бы исследовать изменения геометрии аккреционных течений в процессе вращения магнитного диполя относительно донора.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10064, <https://rscf.ru/project/22-72-10064/>. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *BaltA* **20**, 363 (2011).
2. Бойерманн и др. (K. Beuermann, V. Burwitz, K. Reinsch, A. Schwöpe, and H.-C. Thomas), *Astron. Astrophys.* **634**, 91 (2020).
3. ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
4. Воелк, Бойерманн (U. Woelk and K. Beuermann), *Astron. Astrophys.* **306**, 232 (1996).
5. Диллон и др. (M. Dillon, B.T. Gänsicke, A. Aungwerojwit, P. Rodriguez-Gil, T.R. Marsh, S.C.C. Barros, P. Szkody, S. Brady, T. Krajci, and A. Oksanen), *MNRAS* **386**, 1568 (2008).
6. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).
7. Кинг, Ласота (A.R. King and J.P. Lasota), *Astrophys. J.* **378**, 674 (1991).
8. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.A. Serebryakova, M.M. Gabdеев, and N.V. Borisov), *Astrophys. Bull.* **74**, 80 (2019).
9. Колбин, Борисов (A.I. Kolbin and N.V. Borisov), *Astron. Lett.* **46**, 812 (2020).
10. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.V. Borisov, N.A. Serebriakova, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, M.M. Gabdеев, and S.Yu. Shugarov), *MNRAS* **511**, 20 (2022).
11. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
12. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
13. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
14. Кэмпбелл и др. (R.K. Campbell, T.E. Harrison, A.D. Schwöpe, and St.B. Howell), *Astrophys. J.* **672**, 531 (2008).
15. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, P. Garnavich, K. Mukai, P.A. Mason, P. Szkody, M. Kennedy, G. Myers, and R. Schwarz), *Astrophys. J.* **881**, 141 (2019).
16. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, K. Mukai, R. Mumme, R. Cain, K.C. Magno, T. Corpuz, D. Sandefur, D. Boyd, M. Cook, J. Ulowetz, and L. Martinez), *MNRAS* **449**, 3107 (2015).
17. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, P. Garnavich, K. Mukai, P.A. Mason, P. Szkody, M. Kennedy, G. Myers, and R. Schwarz), *Astrophys. J.* **881**, 141 (2019).
18. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, D.W. Hoard, P. Garnavich, P. Szkody, P.A. Mason, S. Scaringi, K. Ilkiewicz, M.R. Kennedy, S.A. Rappaport, and R. Jayaraman), *Astron. J.* **165**, 43 (2023).
19. Литтлфилд и др. (C. Littlefield, P.A. Mason, P. Garnavich, P. Szkody, J. Thorstensen, S. Scaringi, K. Ilkiewicz, M.R. Kennedy, and N. Wells), *Astrophys. J. Lett.* **943**, L24 (2023).
20. Марш, Швопе (T.R. Marsh and A.D. Schwöpe), *ASSL* **439**, 195 (2016).
21. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 995 (2018).
22. Павленко и др. (E.P. Pavlenko, P.A. Mason, A.A. Sosnovskij, S.Yu. Shugarov, J.V. Babina, K.A. Antonyuk, M.V. Andreev, N.V. Pit, O.I. Antonyuk, and A.V. Baklanov), *MNRAS* **479**, 341 (2018).
23. Паттерсон (J. Patterson), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 209 (1994).
24. Силбер и др. (A. Silber, H.V. Bradt, M. Ishida, T. Ohashi, and R.A. Remillard), *Astrophys. J.* **389**, 704 (1992).
25. Соболев и др. (A.V. Sobolev, A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, and D.A.H. Buckley), *Astron. Rep.* **65**, 392 (2021).
26. Стокман и др. (H.S. Stockman, G.D. Schmidt, and D.Q. Lamb), *Astrophys. J.* **332**, 282 (1988).
27. Товмассян и др. (G. Tovmassian, D. González-Buitrago, J. Thorstensen, E. Kotze, H. Breytenbach, A. Schwöpe, F. Bernardini, S.V. Zharikov, et al.), *Astron. Astrophys.* **608**, A36 (2017).
28. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
29. Халперн и др. (J.P. Halpern, S. Bogdanov, and J.R. Thorstensen), *Astrophys. J.* **838**, 124 (2017).
30. Хеллиер (C. Hellier), *Cataclysmic Variable Stars* (Springer, 2001).
31. Хорн (K. Horne), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **98**, 609 (1986).
32. Христиан и др. (D.J. Christian, N. Craig, J. Dupuis, and B. Roberts), *IBVS* **5032**, 1 (2001).
33. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
34. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, K.H. Mantel, and K. Horne), *Astron. Astrophys.* **319**, 894 (1997).
35. Шимежек, Вуннер (C. Schimeczek and G. Wunner), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **212**, 26 (2014).
36. Шкоди и др. (P. Szkody, A. Henden, O.J. Fraser, N.M. Silvestri, G.D. Schmidt, J.J. Bochanski, M.A. Wolfe, M. Agueros, et al.), *Astron. J.* **129**, 2386 (2005).

ОБЪЯСНЕНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ КОМЕТЫ 29P/SCHWASSMANN-WACHMANN 1. ГИПОТЕЗА О НАЛИЧИИ У КОМЕТЫ КРУПНЫХ СПУТНИКОВ

© 2023 г. Ю. Д. Медведев^{1*}, С. Р. Павлов¹

¹Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.; принята к публикации 11.08.2023 г.

Аномальную вспышечную активность кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1 мы объясняем наличием у кометы спутников, соприкасающихся с поверхностью ядра кометы в перицентрах своих орбит. Предполагается, что спутники движутся по вытянутым орбитам, и в результате столкновений с пылевым слоем ядра выбрасывается большое количество пыли, отражение от которой вызывает периодические вспышки яркости (БАА, 2023). В зависимости от глубины проникновения спутников в пылевой слой происходит увеличение яркости кометы различной интенсивности. Улучшение орбиты кометы с привлечением позиционных наблюдений позволяет определить преимущественное направление выброса вещества по смещению фотоцентра, которое мы интерпретируем как направление вектора скорости наибольшего спутника в перицентре. Результаты математического моделирования выброса и последующего движения пылевых частиц, вызванного контактом спутника с пылевым слоем ядра кометы, объясняют образование наблюдаемых в комете структур: пылевых джетов и их зеркальной симметрии, а также протяженность области выброса вещества с поверхности ядра кометы.

Ключевые слова: комета 29P/Schwassmann-Wachmann 1, вспышечная активность комет, пылевые джеты, смещение фотоцентра.

DOI: 10.31857/S032001082308003X, **EDN:** YDDFUK

ВВЕДЕНИЕ

Долгие годы внимание ученых привлекает комета 29P/Schwassmann-Wachmann 1. Объект принадлежит классу кентавров, его орбита целиком лежит за орбитой Юпитера приблизительно на расстоянии 6 а.е. Несмотря на почти круговую, свойственную более астероидам, чем кометам, орбиту, за свою непрекращающуюся с момента открытия в 1927 г. вспышечную активность объект получил кометное обозначение. Широкое внимание комета 29P заслужила нерегулярностью и разной интенсивностью своих вспышек. С октября 2007 г. Британская астрономическая ассоциация (БАА) инициировала миссию, посвященную изучению комет с непредсказуемой вспышечной активностью, а начиная с 2014 г. за кометой 29P ведутся регулярные фотометрические наблюдения. Основные наблюдательные данные сейчас аккумулируются на отдельной web-странице, посвященной комете, на сайте БАА (2023).

В среднем за год наблюдается семь мощных вспышек с периодичностью от 55 до 60 сут и

увеличением блеска на четыре и более звездных величин (Кочергин и др., 2021). Яркие вспышки перемежаются менее яркими со слабо выраженной периодичностью в 9–14 а.е. (рис. 1). Кроме того, обнаружены формирующиеся после вспышки пылевые облака, в расположении которых отмечают наличие зеркальной симметрии (Майлс и др., 2016; Триго-Родригес и др., 2010). Скорости вещества у поверхности ядра небольшие, по наблюдениям телескопа Хаббл на расстояниях менее 1200 км от ядра скорость пыли составляет 17 м/с (Майлс и др., 2016), при этом они отмечают, что форма областей, с которых происходит выброс вещества, не точечная, а вытянута вдоль поверхности ядра кометы.

Ядро кометы большое, диаметр ядра оценивают в 60.4 км (ЛРД, 2023), альbedo — порядка 0.033 (Байер, 2013). Предполагается, что поверхность ядра покрыта толстым слоем пыли. Поляриметрические исследования, проведенные Кочергиным и др. (2021), показали, что наблюдаемое после вспышки свечение является, скорее всего, результатом рассеяния света на пылинках микронного размера, а не излучением молекул газа. Оценки пе-

*Электронный адрес: medvedev@iaaras.ru

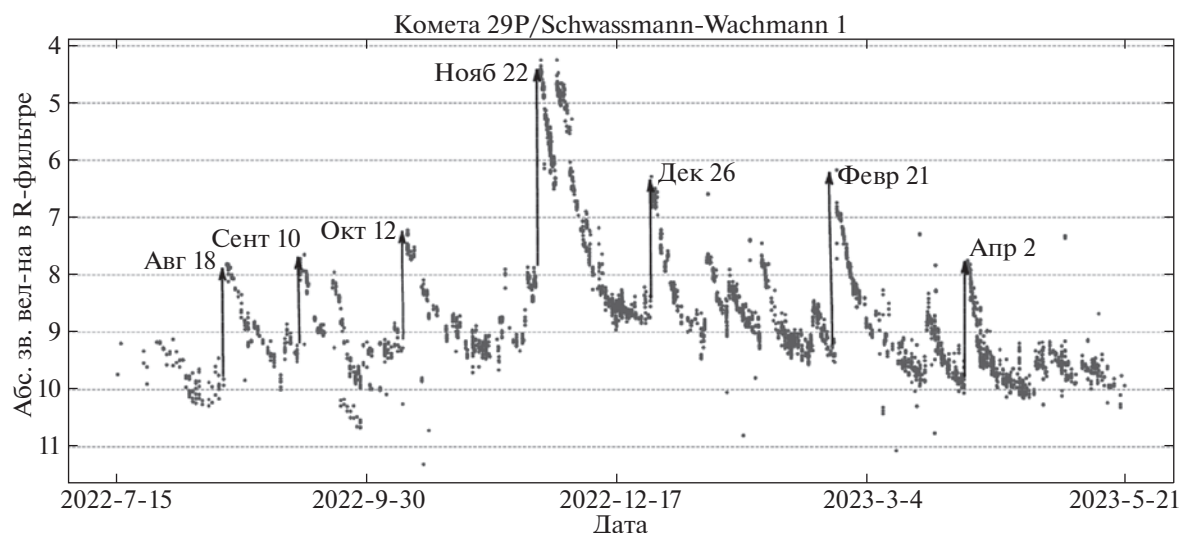


Рис. 1. Кривая блеска кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1 с июля 2022 г. по май 2023 г.

риода обращения кометы вокруг собственной оси по разным источникам рознятся и составляют от 6 ч до 60 а.е., что связано с различными подходами, применяемыми авторами (Триго-Родригес и др., 2010; Иванова и др., 2012; Шубина и др., 2023; Джевитт, 1990; Мич и др., 1993).

К сегодняшнему дню выдвинуто множество гипотез, пытающихся объяснить причины наблюдаемых вспышек кометы 29P. Наибольшее употребление находит объяснение, предполагающее наличие под поверхностью кометы каверн, содержащих льды метана и угарного газа. Выброс вещества в таком случае является следствием сублимации льдов летучих соединений, находящихся с солнечной стороны и провоцирующих взрыв (Майлс и др., 2016). Другие гипотезы предполагают столкновение астероида с метеороидными потоками (Гронковски, 2004) или фрагментацию ядра кометы в результате внутренних напряжений (Неслусан, 2014). Некоторые из выдвинутых гипотез были опровергнуты самими авторами, другие еще нуждаются в проверке. Так или иначе, вопрос о причинах наблюдаемых у кометы 29P вспышек остается открытым, активно обсуждаемым и требующим своего окончательного разрешения.

ФОРМУЛИРОВКА ГИПОТЕЗЫ

Поскольку все опубликованные предположения о вспышечной активности кометы имеют те или иные изъяны в интерпретации наблюдательных данных, мы предлагаем свое объяснение выше перечисленным особенностям кометы. Мы предполагаем, что в результате распада кометы, произошедшего из-за тесного сближения кометы с Юпитером

или другого физического процесса, у кометы появились спутники. Для того чтобы оценить область, в которой возможно длительное существование спутников, мы вычислили радиус сферы действия тяготения ядра кометы по формуле (Абалакин и др., 1978): $r_d = r_s \sqrt[5]{(m_c/m_\odot)^2}$, где r_s — гелиоцентрическое расстояние от кометы до Солнца, m_c — масса ядра кометы, $m_\odot$ — масса Солнца. Полагая, что ядро кометы — сфера радиусом $r = 30.2$ км и плотностью $\rho = 10^3$ кг/м³, а $r_s = 5.78$ а.е. — гелиоцентрическое расстояние кометы в перигелии; мы получили, что радиус сферы действия кометы $r_d = 4385$ км. Это достаточно большая область пространства, допускающая орбиты спутников с периодами вплоть до 80 а.е. Наблюдаемые вспышки можно объяснить наличием одного или нескольких крупных спутников километровых размеров, которые движутся по вытянутым орбитам с перигелическими расстояниями, позволяющими им касаться пылевого слоя, покрывающего ядро кометы. Столкновение спутников с пылевым слоем может происходить со скоростями вплоть до второй космической — 22.6 м/с. При прохождении перицентра спутник наподобие плуга поднимает с поверхности кометы пылевые частицы, вызывающие увеличение яркости. Различная интенсивность вспышек объясняется различной глубиной проникновения спутников в пылевую оболочку ядра кометы, размерами спутников, а также вращением и неровностью поверхности ядра кометы. Мощность пылевого слоя в результате таких контактов не подвержена значительному истощению, так как после каждой вспышки значительная часть пыли оседает обратно на поверхность ядра кометы.

ВЫЧИСЛЕНИЯ

Было проведено совместное численное моделирование движения ядра кометы и его спутников. При моделировании учитывались взаимные гравитационные возмущения ядра и спутника, а также возмущения со стороны Солнца и Юпитера. В случае соприкосновения спутника с ядром учитывалось тормозящее ускорение, которое считалось пропорциональным глубине проникновения спутника в поверхностный пылевой слой.

Численные эксперименты показали, что орбиты спутников с периодами 55–60 сут (значения больших полуосей орбит 1640–1740 км) нестабильны. Из-за возмущений со стороны Солнца и Юпитера у них наблюдаются изменения перицентральных расстояний, причем в сторону уменьшения. Это приводит к столкновению не только с пылевым слоем, но и с твердой частью ядра кометы. Орбиты с периодами 27–30 сут показывают ощутимо меньшие изменения орбитальных элементов. Однако наиболее стабильно движение спутников с периодами 12–14 сут (значения больших полуосей 590–660 км). В этом случае изменения перицентральных расстояний незначительны даже на столетних интервалах. Наибольшим изменениям подвержены большие полуоси, поскольку кинетическая энергия спутников тратится на взаимодействие с пылевым слоем. Эксцентриситеты таких орбит равны приблизительно 0.95, а скорости, развиваемые спутниками в перигеетре, достигают 22.3 м/с.

Пренебрегая энергией, расходуемой на тепло, т.е. считая взаимодействие спутника с пылевым слоем упругим, мы оценили величину кинетической энергии, расходуемой спутником на выброс пыли. Хосек и др. (2013) определили, что во время вспышки в мае 2011 г. с поверхности кометы выброшено порядка $2.6 \pm 0.3 \times 10^8$ кг пыли. Если считать, что спутник разгоняет пылевые частицы до скорости $v_0 = 20$ м/с, то кинетическая энергия, требуемая для разгона такого количества пыли, составит $E = 5.20 \times 10^{10}$ Дж. А в среднем для семи таких вспышек за год $E_{\text{год}} = 3.64 \times 10^{11}$ Дж.

Найдем разницу энергий спутника радиусом $r_{\text{спутн}} = 1$ км и плотностью 10^3 кг/м³ на орбите с большой полуосью $a = 600$ км и эксцентриситетом $e = 0.95$, и на круговой орбите с большой полуосью равной радиусу ядра кометы $a = 30.2$ км. Она равна $\Delta E = 0.53 \times 10^{15}$ Дж. Время жизни километрового спутника, если годовой расход энергии меняться не будет, и он не врежется в твердую составляющую ядра и не разрушится, составит $t = \Delta E / E_{\text{год}} \approx 1500$ лет.

Мы предположили, что выброс пылевых частиц при контакте наибольшего спутника с ядром кометы приводит к систематическому смещению фотоцентра кометы в направлении скорости спутника в

перигеетре. Для обнаружения этого эффекта мы провели совместное улучшение координат, компонент скорости и трех компонент вектора смещения фотоцентра кометы 29P на эпоху 17 июня 2015 г. по всем имеющимся позиционным наблюдениям с 1927 по 2023 г. В процессе улучшения были использованы наблюдения, взятые с сайта МПЦ (2023). Смещение фотоцентра определялось на нескольких интервалах по 5 дней с момента выброса, пока хвост еще не был сильно развернут солнечным давлением. Даты выбросов мы определяли по световым кривым и выбрали следующие моменты с наибольшими изменениями яркости: 2023.04.02, 2023.02.21, 2022.12.26, 2022.11.29, 2022.11.21, 2021.03.31, 2021.01.14, 2020.07.26, 2019.08.03, 2019.05.11.

Полученные значения параметров орбиты и смещения позволили представить наблюдения со среднеквадратической ошибкой 0.56 угл. сек. В улучшении использовалось 61 908 условных уравнений. Векторы положения, компонент скорости и смещения фотоцентра кометы в позиционных наблюдениях на эпоху 17 июня 2015 г. приведены в табл. 1.

Проведено моделирование образования и эволюции облака пылинок в результате столкновения спутника кометы с пылевым слоем, покрывающим поверхность ядра кометы. В уравнения движения пылевых частиц мы включили гравитационные притяжения со стороны ядра кометы, Солнца, Юпитера и солнечное давление.

Таблица 1. Координаты, компоненты скорости и величины смещений фотоцентра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1 в экваториальной системе координат и их ошибки

Параметр	Значение	Ошибка
X, а.е.	−0.517504003	0.194×10^{-6}
Y, а.е.	−5.185826952	0.929×10^{-7}
Z, а.е.	−3.041518160	0.114×10^{-6}
$\dot{X}$, а.е./сут	0.006931788	0.938×10^{-10}
$\dot{Y}$, а.е./сут	−0.000690218	0.154×10^{-9}
$\dot{Z}$, а.е./сут	0.000572751	0.140×10^{-9}
ΔX , км	−1045	58
ΔY , км	1611	91
ΔZ , км	268	62

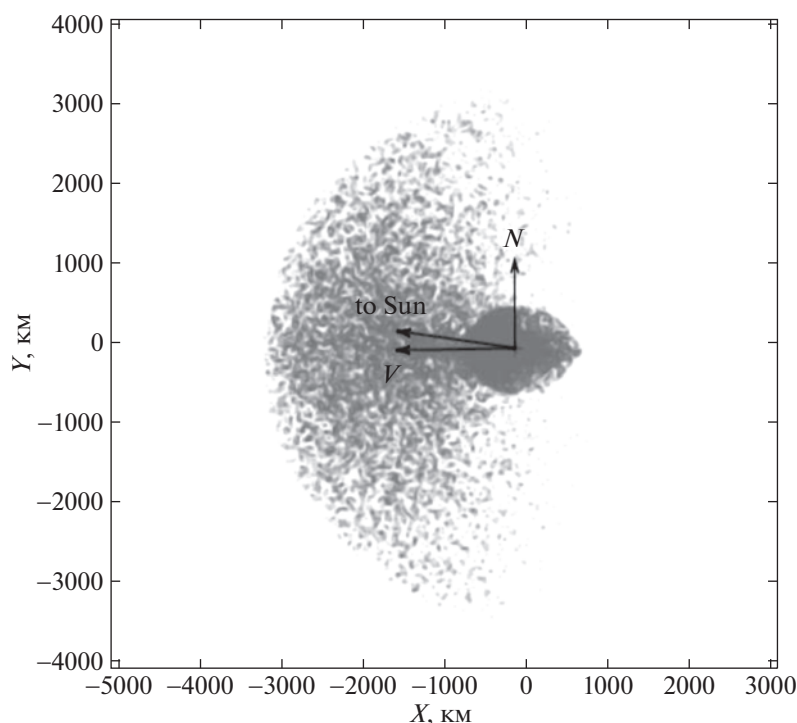


Рис. 2. Распределение пылинок на седьмой день после столкновения спутника с пылевым слоем ядра кометы 29P/Schwassmann Wachmann 1. Вид картинной плоскости для земного наблюдателя.

Выброс пылинок моделировался с дуги контакта спутника с поверхностью кометы. Для расчетной орбиты спутника: $a = 600$ км и $e = 0.95$, и при заглублении спутника на 0.2 км под поверхность пылевого слоя ядра кометы, длина дуги контакта составит приблизительно 1.6 км. Мы разбили дугу контакта на 200 точек. С каждой точки моделировался выброс 250 пылинок с начальными скоростями, взятыми из бета-распределения с параметрами $\beta(20, 1)$ в пределах от 0 до 22 м/с. Для каждой пылинки случайным образом задавались два угла, определяющих направление ее начальной скорости. Угол в плоскости, касательной к поверхности кометы, выбирался из пирамидального распределения в пределах $[-90^\circ; +90^\circ]$ от направления вектора скорости спутника. Угол из плоскости выбирался из равномерного распределения в пределах $[0^\circ; 36^\circ]$. Размер пылинок выбирался из равномерного распределения; каждой пылинке назначался радиус в пределах от 0.3 до 1 мкм, что соответствует результатам исследований Кочергина и др. (2021).

На рис. 2 приведены результаты моделирования пылевого облака, образовавшегося в результате контакта спутника со слоем пыли на поверхности ядра. На нем представлен вид картинной плоскости для земного наблюдателя на седьмой день после столкновения. Ось X , приведенная на рисунке,

параллельна, и ось Y перпендикулярна плоскости орбиты кометы. На рисунке также указаны векторы, параллельные нормали к плоскости орбиты кометы (вектор N), радиус-вектору кометы (вектор to Sun) и вектору скорости спутника в перигеяре (вектор V). На рисунке заметно образование двух джетов, зеркальных относительно оси X , характерных для крупномасштабных фотографий комы кометы 29P.

Моделирование образования пылевого облака показывает, что в течение нескольких дней после выброса преимущественное направление движения пылинок совпадает с направлением скорости спутника. Поэтому мы предположили, что вектор смещения фотоцентра, определенный в экваториальной системе $Oxyz$ с центром в ядре кометы, совпадает с направлением скорости спутника кометы в момент прохождения перигеяра:

$$\vec{v}_s = -1045\vec{x} + 1611\vec{y} + 268\vec{z} \text{ (км)}.$$

Из предположения, что в момент прохождения перигеяра спутник касается поверхности кометы, следует, что модуль радиус-вектора орбиты спутника в этот момент времени равен сумме радиусов кометы и спутника за вычетом глубины проникновения спутника в приповерхностный слой ядра кометы: $|\vec{r}_s| = 30.2 + 1 - 0.2 = 31$ км.

Таблица 2. Элементы гипотетического спутника

Элементы	Прямое движение	Ретроградное движение
a	600 км	600 км
e	0.95	0.95
i	0°	0°
Ω	0°	0°
ω	83.04°	263.04°

Вектор скорости спутника в перигеуме является нормалью к плоскости, пересечение которой с поверхностью ядра кометы составляет большую окружность. В одной из точек этой окружности находится перигеум орбиты спутника. Пусть плоскость орбиты спутника совпадает с плоскостью орбиты кометы. Пересечение плоскости орбиты спутника с большой окружностью даст две точки на поверхности ядра кометы, соответствующие положению перигеума в случае прямого и ретроградного движений спутника. Введем локальную систему координат с началом отсчета, совпадающим с центром ядра кометы. Ось $\bar{Z}$ направим перпендикулярно из плоскости орбиты кометы, так чтобы комета двигалась против часовой стрелки, если смотреть с конца вектора (прямое движение). Ось $\bar{X}$ сонаправим с направлением на восходящий узел орбиты кометы. Ось $\bar{Y}$ определим до правой тройки векторов. Тогда элементы орбиты спутника, определенные в этой локальной системе координат, связанной с орбитой кометы, в случае его прямого и ретроградного движений будут иметь значения, приведенные в табл. 2.

Приведенные элементы позволяют предсказывать положение спутника и дают возможность предпринять попытку обнаружить крупный спутник кометы оптическими средствами. Наиболее благоприятными интервалами обнаружения гипотетического спутника являются моменты его нахождения в апоцентре своей орбиты. Если считать, что момент прохождения через перигеум соответствует началу вспышки, то апоцентра он будет достигать через 6–7 дней с момента вспышки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы объясняем аномальную вспышечную активность кометы 29/Schwassmann-Wachmann 1, предположив, что у нее имеются спутники, способные в перигеуме проходить вплотную к ядру кометы и поднимать с поверхности облако пыли. Объем выброса в таком случае зависит от глубины

проникновения спутника в пылевую оболочку и его размера. Мы рассчитали объем пыли, обеспечивающий наблюдаемое увеличение яркости кометы, и посчитали, на сколько лет хватит запаса энергии километровой спутника в случае сохраняющейся среднегодовой интенсивности вспышек.

В пользу данной гипотезы свидетельствует то, что в процессе улучшения орбиты спутника по наблюдениям, взятым с MPC (2023), мы получили меньшие значения среднеквадратического отклонения при совместном улучшении орбиты и трех компонент вектора смещения в фиксированной системе координат (XYZ), чем в случае, когда мы улучшали радиальную, трансверсальную и нормальную компоненты вектора смещения. Мы считаем, что данный факт свидетельствует о наличии выделенного направления в пространстве, соответствующего преимущественному направлению выбросов. Мы связываем это с инерциальными свойствами гравитирующих тел: спутника и кометы, а не с относительным положением кометы и Солнца.

Мы также провели математическое моделирование процесса разлета и последующей динамики пылинок в результате столкновения крупного спутника с пылевым слоем на поверхности кометы. Моделирование позволило получить структуры, схожие с наблюдаемыми после выброса джетами, и объяснить протяженность области выброса вещества на поверхности ядра. Из обработки позиционных наблюдений определена величина смещения фотоцентра относительно ядра кометы. Предположив, что направление выброса вещества совпадает с направлением скорости наиболее крупного спутника в перигеуме, оценены элементы его орбиты.

Таким образом, мы предполагаем, что комета представляет собой многоспутниковую систему, которая находится в процессе образования тесной пары (ядро и наибольший спутник).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абалакин В.К. и др., *Справочное руководство по небесной механике и астродинамике* (М.: Наука, 1976), с. 864.
2. БАА (British Astronomical Association); [Электронный ресурс] URL: https://britastro.org/section_information_/comet-section-overview/mission-29p-2 (дата обращения 13.06.2023).
3. Байер и др. (J.M. Bauer, T. Grav, E. Blauvelt, A.K. Mainzer, J.R. Masiero, R. Stevenson, E. Kramer, Y.R. Fernández, et al.), *Astrophys. J.* **773**, 22 (2013).
4. Гронковски (P. Gronkowski), *MNRAS* **354**, 142 (2004).
5. Джевит и др. (D. Jewitt), *Astrophys. J.* **351**, 277 (1990).

6. Иванова и др. (A. Ivanova, V. Afanasiev, P. Korsuna, A.R. Baranskii, M.V. Andreev, and V.A. Ponomarenko), *Solar System Res.* **46**, 313 (2012).
7. Кочергин и др. (A. Kochergin, E. Zubko, E. Chornaya, M. Zheltobryukhov, G. Videen, G. Kornienko, and S.S. Kim), *Icarus* **366**, 114536 (2021).
8. ЛРД (Jet Propulsion Laboratory): [Электронный ресурс] URL: https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb_lookup.html#/?sstr=29p (дата обращения 13.06.2023).
9. Майлс и др. (R. Miles, G.A. Faillace, S. Mottola, et al.), *Icarus* **272**, 327 (2016).
10. Майер (R. Miles), *Icarus* **272**, 387 (2016).
11. Мич и др. (K.J. Meech, M.J.S. Belton, B.E.A. Mueller, M.W. Dicksion, and H.R. Li), *Astron. J.* **106**, 1222 (1993).
12. МПЦ (Minor Planet Center): [Электронный ресурс] URL: https://minorplanetcenter.net/db_search/show_object?utf8=%E2%9C%93&object_id=29p (дата обращения 13.06.2023).
13. Неслусан (L. Neslusan), *Planet. Space Sci.* **101**, 162 (2014).
14. Триго-Родригаз и др. (J.M. Trigo-Rodríguez, D.A. García-Hernández, and A. Sánchez), *MNRAS* **409**, 1682 (2010).
15. Хосек и др. (M.W. Hosek, R.C. Blaauw, W.J. Cooke, and R.M. Suggs), *Astron. J.* **145**, 122 (2013).
16. Шубина и др. (O. Shubina, V. Kleshchonok, O. Ivanova, I. Luk'yanyk, and A. Baransky), *Icarus* **391**, 115340 (2023).