

СОДЕРЖАНИЕ

Том 46, номер 10, 2020

Спектроскопическое определение красных смещений выборки далеких квазаров
обсерватории СРГ по наблюдениям на РТТ-150. I

*И. Ф. Бикмаев, Э. Н. Иртуганов, Е. А. Николаева, Н. А. Сахибуллин, Р. И. Гумеров,
А. С. Склянов, М. В. Глушков, В. Д. Борисов, Р. А. Буренин, И. А. Зазнобин,
Р. А. Кривонос, А. Р. Ляпин, П. С. Медведев, А. В. Мещеряков, С. Ю. Сазонов,
Р. А. Сюняев, Г. А. Хорунжев, М. Р. Гильфанов*

689

Популяционный синтез ультраярких рентгеновских источников
с замагниченными нейтронными звездами

А. Г. Куранов, К. А. Постнов, Л. Р. Юнгельсон

702

Долгопериодическая карликовая новая V2466 Суг: сверхвыбышки 2003 и 2019 гг.

*С. В. Антипин, А. М. Зубарева, А. А. Белинский,
М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова, К. В. Соколовский*

721

Переменная типа RRab Т Мен: изменяемость периода и эффект Блажко

Л. Н. Бердников, А. Ю. Князев, А. К. Дамбис, В. В. Кравцов

735

О существовании семейств долгопериодических комет планет-гигантов

А. С. Гулиев, Р. А. Гулиев

747

Пространственные структуры северо-южной асимметрии
в зеленой корональной линии и в магнитных полях

О. Г. Бадалян

750

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ ВЫБОРКИ ДАЛЕКИХ КВАЗАРОВ ОБСЕРВАТОРИИ СРГ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РТТ-150. I

© 2020 г. И. Ф. Бикмаев^{1,2*}, Э. Н. Иртуганов^{1,2}, Е. А. Николаева^{1,2}, Н. А. Сахибуллин^{1,2},
Р. И. Гумеров^{1,2}, А. С. Склянов^{1,2}, М. В. Глушков^{1,2}, В. Д. Борисов^{3,4}, Р. А. Буренин³,
И. А. Зазнобин³, Р. А. Кривонос³, А. Р. Ляпин³, П. С. Медведев³, А. В. Мещеряков^{3,1},
С. Ю. Сазонов³, Р. А. Сюняев^{3,5}, Г. А. Хорунжев³, М. Р. Гильфанов^{3,5}

¹Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, ул. Кремлевская, 18, Казань 420008, Россия

²Академия Наук РТ, ул. Баумана, 20, Казань 420111, Россия

³Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва 117997, Россия

⁴Факультет вычислительной математики и кибернетики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 04.08.2020 г.

После доработки 05.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Приведены результаты первых спектроскопических наблюдений на 1.5-м Российско-Турецком телескопе рентгеновских источников, открытых телескопом ePOZITA космической обсерватории СРГ и идентифицированных системой машинного обучения SRGz в качестве кандидатов в далекие рентгеновские квазары. Семь объектов подтверждены как квазары на красных смещениях $z = 2.7\text{--}4.2$, а два источника, которые были включены в программу оптических наблюдений с целью тестирования и настройки SRGz и имели значительную неопределенность фотометрического красного смещения, оказались сейфертовскими галактиками на $z \approx 0.6$.

Ключевые слова: квазары, активные ядра галактик, спектроскопия, СРГ, ePOZITA, РТТ-150.

DOI: 10.31857/S0320010820100046

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская обсерватория СРГ (Сюняев и др., 2020), запущенная 13 июля 2019 г., успешно работает на орбите вокруг точки Лагранжа L2 системы Солнце–Земля. Основная цель обсерватории — обзор всего неба в широком диапазоне энергий 0.3–30 кэВ продолжительностью 4 года. В состав обсерватории входят два рентгеновских телескопа с оптикой косоугольного падения: СРГ/ePOZITA (диапазон 0.3–10 кэВ) и СРГ/APT-XC (диапазон 5–30 кэВ). Ожидается, что в ходе обзора телескоп СРГ/ePOZITA обнаружит около трех миллионов активных ядер галактик (АЯГ) и квазаров на красных смещениях вплоть до $z \sim 6\text{--}7$ (Колодзиг и др., 2013a), что позволит детально исследовать рост сверхмассивных черных дыр во Вселенной и их совместную эволюцию с родительскими галактиками и крупномасштабной структурой Вселенной (Колодзиг и др., 2013b).

В период с 8 декабря 2019 г. по 10 июня 2020 г. было проведено первое сканирование всего неба, в результате которого телескоп СРГ/ePOZITA (Предел и др., 2020) зарегистрировал более миллиона рентгеновских источников, большинство из которых, предположительно, является АЯГ и квазарами. Среди интереснейших объектов, впервые зарегистрированных в рентгеновских лучах телескопом ePOZITA, оказался квазар CFHQS J142952+544717 на $z = 6.18$. Это самый светимый в рентгеновском диапазоне квазар на $z > 6$ (Медведев и др., 2020).

Для реализации научного потенциала обзора всего неба СРГ одной из важнейших является задача массовой оптической идентификации и классификации обнаруженных рентгеновских источников. В значительной степени она решается (см., например, Хорунжев и др. 2016) благодаря имеющимся архивам обширных фотометрических и спектроскопических обзоров неба, таких как SDSS (Парис и др., 2018), PanSTARRS (Чамберс

*Электронный адрес: ibikmaev@yandex.ru

и др., 2016), BASS (Зоу и др., 2019), LAMOST (Яо и др., 2019). Для идентификации, классификации и фотометрической оценки красных смещений объектов на основе этих данных в рабочей группе по поиску рентгеновских источников, их отождествлению и составлению каталога по данным телескопа ePOZITA российского консорциума СРГ/ePOZITA создана система машинного обучения SRGz (Мещеряков и др., 2020). Первыми результатами применения SRGz к данным ePOZITы стали списки кандидатов в далекие рентгеновские квазары ($z \gtrsim 3-4$), составленные по итогам проверочных наблюдений области Дыры Локмана и первого обзора неба обсерватории СРГ.

Для подтверждения природы, уточнения красных смещений и детального исследования (в частности, измерения масс сверхмассивных черных дыр) кандидатов в далекие квазары, отобранных системой SRGz, требуются спектроскопические наблюдения. Такие наблюдения необходимы также для настройки используемых алгоритмов машинного обучения и проверки функционирования системы SRGz в целом. В результате первых спектроскопических наблюдений рентгеновских кандидатов в далекие квазары ePOZITы были открыты новые источники: далекие рентгеновские квазары на $z \sim 4$ и более близкие квазары на $z \sim 1-3$, обнаруженные в поле Дыры Локмана. Спектры этих источников были получены на 1.6-м телескопе АЗТ-ЗЗИК Саянской обсерватории (Хорунжев и др., 2020) и 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ (Додин и др., 2020).

В данной работе приводятся результаты оптической спектроскопии на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 девяти объектов из списков кандидатов в далекие квазары, полученных системой машинного обучения SRGz по результатам наблюдений области Дыры Локмана в ноябре 2019 г. и по каталогу источников обзора 1/6 неба СРГ/ePOZITA, полученному в феврале 2020 г. Наблюдения проводились в квоте времени Казанского федерального университета.

РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ТЕЛЕСКОПА ePOZITA

Рентгеновские данные, представленные в данной статье, были получены телескопом СРГ/ePOZITA в ходе наблюдений поля Дыры Локмана на стадии проверочных наблюдений в ноябре 2019 г. и в начале обзора всего неба в декабре 2019 г. — феврале 2020 г. Калибровка данных телескопа ePOZITA, создание карт неба, детектирование и характеристика источников производились при помощи программного обеспечения eSASS, разработанного германским

консорциумом СРГ/ePOZITA, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом СРГ/ePOZITA. При обработке данных использовались результаты наземных предполетных калибровок, а также летных калибровочных наблюдений, выполненных в октябре-ноябре 2019 г.

Каталоги рентгеновских источников, зарегистрированных в поле Дыры Локмана и в ходе сканирования неба, кросс-коррелировались с набором фотометрических и спектроскопических каталогов и затем подавались на вход системы SRGz для отождествления, классификации и определения фотометрических красных смещений, как описывается ниже.

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОМПАЬОНОВ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ И ИЗМЕРЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ SRGz

Для всех точечных рентгеновских источников СРГ/ePOZITA из первого обзора неба была проведена кросс-корреляция в радиусе $30''$ с оптическими источниками из каталогов Слоановского обзора SDSS DR16 (Ахумада и др., 2019), DESI Legacy Imaging Survey DR8 (DESI LIS, Дей и др. (2019)), Pan-STARRS1 DR2 (Чамберс и др., 2016). Кроме того, были использованы данные принудительной фотометрии инфракрасного обзора WISE для объектов обзора DESI LIS (Лэнг и др., 2016; Дей и др., 2019) и объектов Pan-STARRS1 (Буренин и др., 2020).

Полученный таким образом список оптических кандидатов для рентгеновских источников ePOZITA поступал на вход системы SRGz, которая представляет собой набор программных компонент, последовательно решающих задачи автоматического поиска (кросс-отождествления) наиболее вероятного оптического компаньона рентгеновского источника СРГ/ePOZITA, его фотометрической классификации (по схеме звезда/квазар/галактика) и измерения фотометрического красного смещения (photo-z). Система SRGz построена на использовании алгоритмов интеллектуального анализа данных — ансамблевых древовидных алгоритмов машинного обучения (градиентный бустинг и случайный лес деревьев решений, см. Мещеряков и др. 2018), которые обучаются на выборках квазаров, галактик и звезд из спектроскопического каталога SDSS, а также выборки оптических источников SDSS в окрестности рентгеновских объектов из XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue (3XMM DR8). Подробнее принципы работы SRGz и

Таблица 1. Рентгеновские свойства источников

Название		F_x 10^{-14} , эрг/с/см ²	δF_x 10^{-14} , эрг/с/см ²	C отсчеты	δC отсчеты	σ угл. сек	R угл. сек
1	SRGe J162803.4+564442	1.57	0.49	13.8	4.3	4.0	4.0
2	SRGe J145520.2+242030	3.85	1.43	11.7	4.0	16.1	12.1
3	SRGe J160333.5+565843	2.84	0.72	19.6	5.0	3.4	2.0
4	SRGe J162319.0+583240	1.93	0.55	16.2	4.6	3.7	3.8
5	SRGe J154228.1+612334	4.63	1.18	18.8	4.8	4.3	6.1
6	SRGe J110206.7+585844	1.01	0.17	47.7	8.0	2.1	2.1
7	SRGe J151025.1+312803	4.12	1.35	12.8	4.2	3.9	1.1
8	SRGe J134621.4+392445	3.88	1.49	8.6	3.3	4.9	0.6
9	SRGe J151252.1+032834	5.97	1.74	13.7	4.0	3.5	4.7

Примечание. F_x и δF_x — поток в диапазоне 0.3–2 кэВ и погрешность; C и δC — отсчеты от источника (за вычетом уровня фона) в диапазоне 0.3–2 кэВ и погрешность; σ — среднеквадратичная сумма 1σ погрешностей в положении источника по прямому восхождению и склонению; R — расстояние до оптического компаньона.

Таблица 2. Результаты SRGz для всех задетектированных оптических объектов в области локализации рентгеновских источников

№	Источник ePOZITA	SDSS objID ¹	SRGz					Архив.	
			z_{ph}	$zConf$	P_{qso}	P_{gal}	P_{match}	z_{sp}	π , mas
1	SRGe J162803.4+564442	1237668504365826834	4.00^{+0.25}_{-0.20}	0.82	0.98	0.01	0.65		
2	SRGe J145520.2+242030	1237665442064171149	3.40^{+0.07}_{-0.30}	0.74	0.95	0.03	0.91		
3	SRGe J160333.5+565843	1237665570363343025	3.35^{+0.09}_{-0.10}	0.96	0.99	0.00	0.76		
		1237665570363343026	0.33 ^{+2.20} _{-0.15}	0.16	0.47	0.39	0.03		
4	SRGe J162319.0+583240	1237668504901910661	3.08^{+0.11}_{-0.25}	0.74	0.99	0.00	0.96		
5	SRGe J154228.1+612334	1237671769611698315	2.79^{+0.13}_{-0.09}	0.94	0.99	0.00	0.98		
6	SRGe J110206.7+585844	1237655108910514193	2.79^{+0.09}_{-0.09}	0.97	0.99	0.00	0.99	2.77 ¹	
7	SRGe J151025.1+312803	1237662224619798597	2.88^{+0.08}_{-0.19}	0.81	0.99	0.00	0.99	2.75 ²	
		1237662224619798596			0.0026	0.0018	0.29		0.53 ± 0.03 ³
8	SRGe J134621.4+392445	1237662193459986587	0.10 ^{+1.43} _{-0.10}	0.22	0.37	0.13	0.59		0.56 ± 0.18 ³
		—	0.49^{+0.56}_{-0.10}	0.24	—	—	—		
9	SRGe J151252.1+032834	1237654880205930906	0.57^{+2.53}_{-0.15}	0.15	0.99	0.00	0.97		

Примечание. Фотометрические измерения SRGz: P_{match} — вероятность ассоциации рентгеновского объекта с выбранным оптическим компаньоном (вычисленная на основе только фотометрических данных об объекте, см. текст); P_{qso} и P_{gal} — вероятности того, что объект является квазаром и галактикой соответственно (на основе 3-классовой фотометрической классификации квазар/галактика/звезда); z_{phot} — фотометрическая оценка красного смещения и соответствующая 1σ погрешность, $zConf$ — достоверность photo-z, характеризующая вероятность найти спектральное красное смещение в интервале $z_{ph} \pm 0.06 \times (1 + z_{ph})$. Архивные спектроскопические данные: ¹ — SDSS DR16 (Ахумада и др., 2019), ² — LAMOST DR5 (Яо и др., 2019). Измерение годичного параллакса: ³ — GAIA DR2. Наиболее вероятный оптический партнер рентгеновского источника определялся SRGz по величине P_{match} . Жирным шрифтом отмечено фотометрическое красное смещение для настоящих оптических компаньонов выбранных рентгеновских источников.

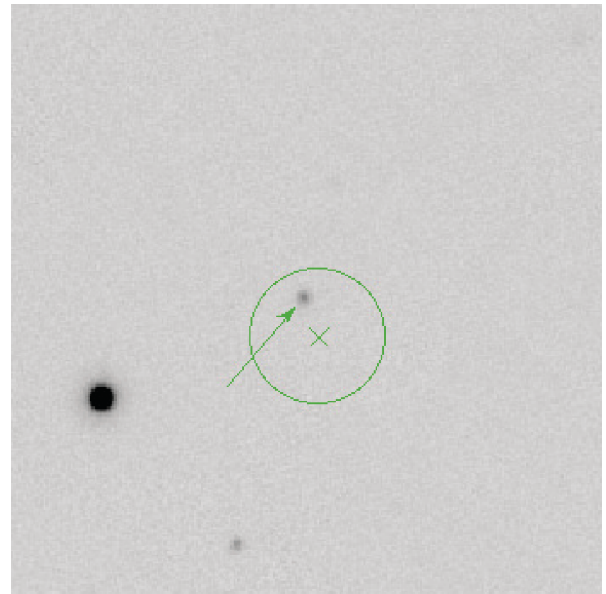
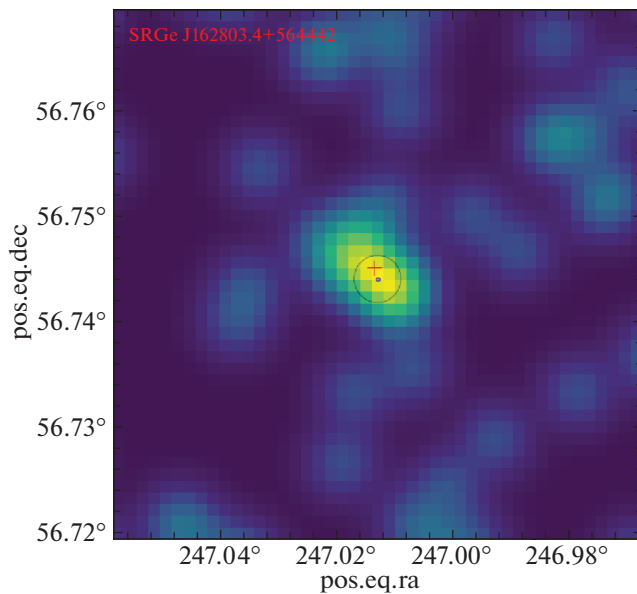


Рис. 1. Слева показано изображение источника SRGe J162803.4+564442 в рентгеновском диапазоне 0.3–2.0 кэВ, справа — изображение его оптического компаньона в фильтре g из обзора Pan-STARRS. На левой панели маленьким кружком указано положение рентгеновского источника, красный крест показывает положение его оптического компаньона. На правой панели крестом указано положение рентгеновского источника, а стрелка указывает на положение его оптического компаньона. На обеих панелях центр окружности совпадает с положением рентгеновского источника, а ее радиус соответствует размеру области 95% ошибки на локализацию источника. Размер рентгеновского изображения составляет 3×3 угл. мин, оптического — 1×1 угл. мин.

реализованные в ней алгоритмы будут описаны в отдельной статье (Мещеряков и др., 2020).

Для каждого оптического кандидата SRGz определяет вероятность P_{match} его ассоциации с рентгеновским источником, в поле которого он находится (в данной работе величина P_{match} рассчитывалась моделью классификации, принимая во внимание исключительно фотометрическую информацию об объекте). При выборе оптического компаньона рассматривались только оптические кандидаты в области 95% пространственной локализации рентгеновского объекта, выбирался наиболее вероятный оптический объект по величине P_{match} . Фотометрический классификатор SRGz позволяет для выбранного оптического компаньона рентгеновского источника также измерить вероятность того, что он является квазаром P_{qso} или галактикой P_{gal} (или звездой, $P_{\text{star}} = 1 - P_{\text{qso}} - P_{\text{gal}}$). Фотометрическая оценка красного смещения объекта доступна в SRGz как в виде полного прогноза условного вероятностного распределения $p(z|X_{\text{ph}})$ для наблюдаемых фотометрических признаков объекта (X_{ph}), так и в виде точечного прогноза z_{ph} и его доверительного интервала CI_{α} с выбранным уровнем значимости α . Также путем интегрирования функции $p(z|X_{\text{ph}})$ для каждого источника определяется $z\text{Conf}$ — стандартная вели-

чина достоверности прогноза красного смещения, определяемая как вероятность найти спектральное красное смещение в окрестности $\pm 0.06(1 + z_{\text{ph}})$ от наилучшей фотометрической оценки z_{ph} .

С помощью системы SRGz для данной работы были отобраны девять рентгеновских источников ePOZITA, их рентгеновские свойства описаны в табл. 1. Далее мы более подробно рассмотрим отбор объектов для оптических наблюдений на PTT-150.

Фотометрический отбор далеких квазаров

Первые семь рентгеновских источников в табл. 1 были отобраны с помощью SRGz как кандидаты в далекие квазары. Их наиболее вероятные оптические партнеры имеют фотометрическую классификацию “квазар” и фотометрическое красное смещение $z_{\text{ph}} > 2.7$, измеренное с высокой достоверностью $z\text{Conf} > 0.7$ (табл. 2). За исключением двух объектов, № 3 и № 7 (SRGe J160333.5+565843 и SRGe J151025.1+312803 соответственно), все остальные объекты из данной группы имеют единственного оптического партнера в области 95% ошибки на локализацию рентгеновского источника (рис. 1–7). Для оптических компаньонов источников № 6 и № 7 существуют архивные

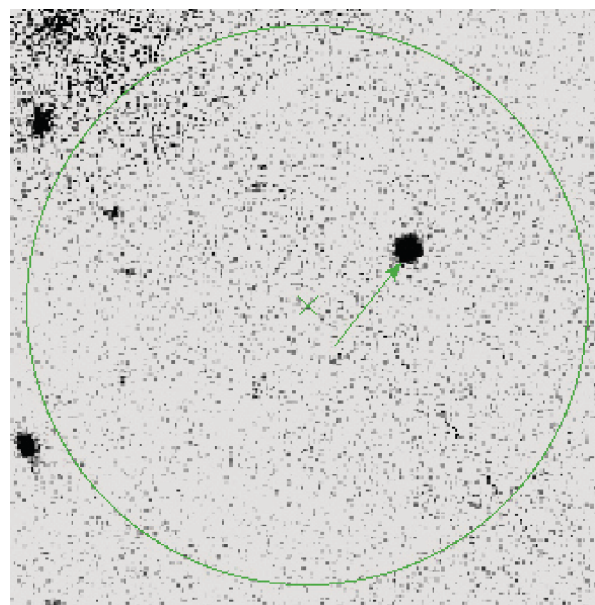
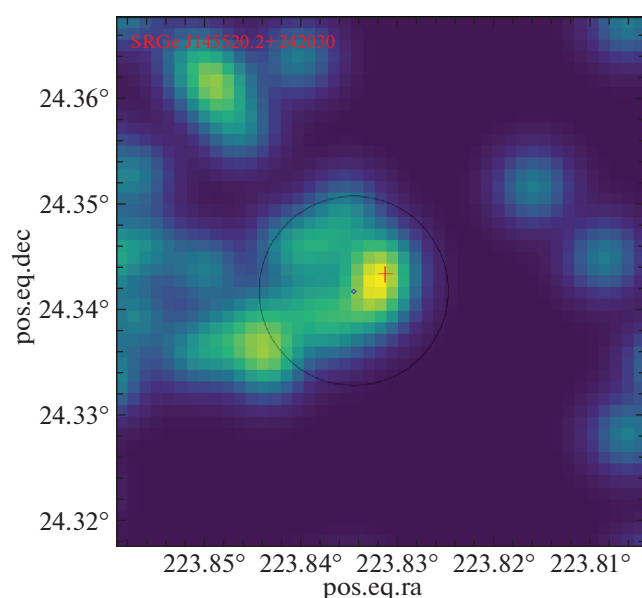


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для для источника SRGe J145520.2+242030.

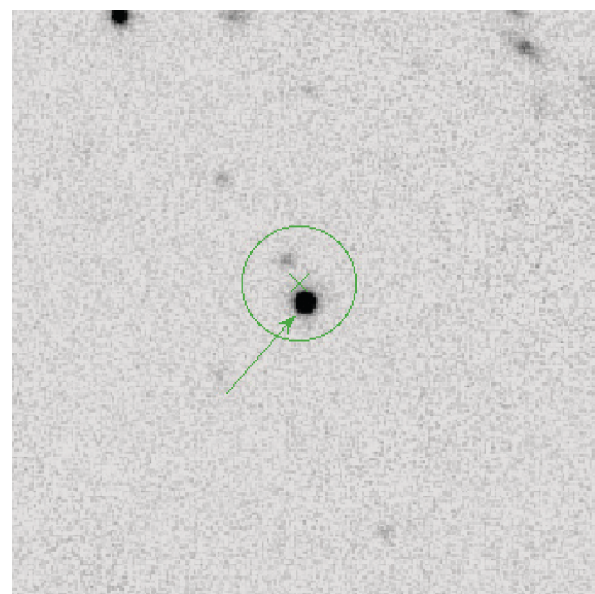
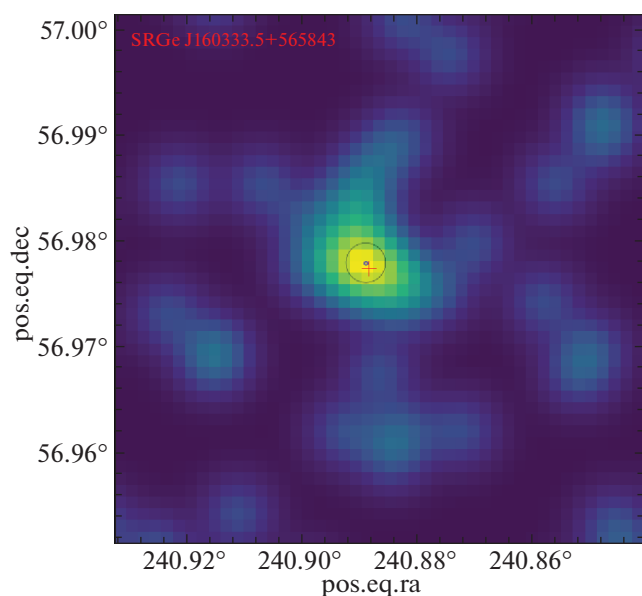


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для для источника SRGe J160333.5+565843.

спектроскопические данные SDSS и LAMOST соответственно. Эти источники были включены в программу наблюдений PTT-150 для кросс-калибровки.

Для SRGe J160333.5+565843 и SRGe J151025.1+312803 в области локализации рентгеновского источника присутствует второй оптический кандидат, который имеет значительно более низкую вероятность кросс-отождествления с рентгеновским источником: отношения вероятностей P_{match} для наиболее вероятного оптического

компаньона и второго оптического объекта в области локализации рентгеновского источника составляют 0.76/0.03 (SRGe J160333.5+565843) и 0.99/0.29 (SRGe J151025.1+312803) (табл. 2). У источника SRGe J151025.1+312803 второй оптический объект является звездой Галактики (с надежным измерением параллакса по данным спутника Gaia) более яркой, чем оптический компаньон (рис. 7).

Целью спектроскопических измерений, прове-

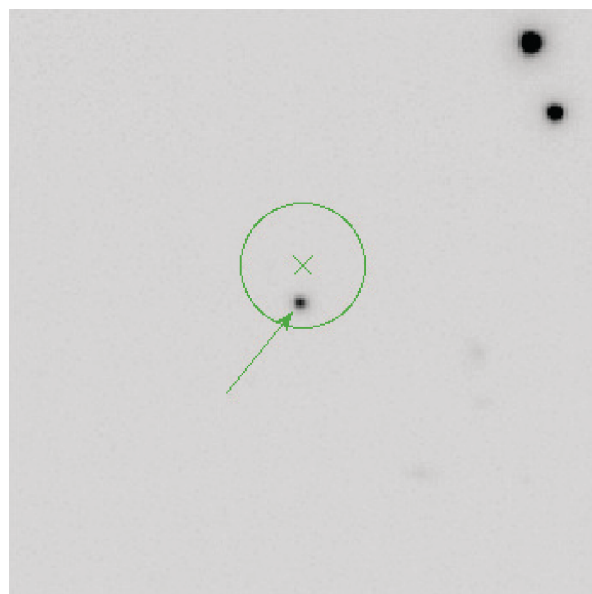
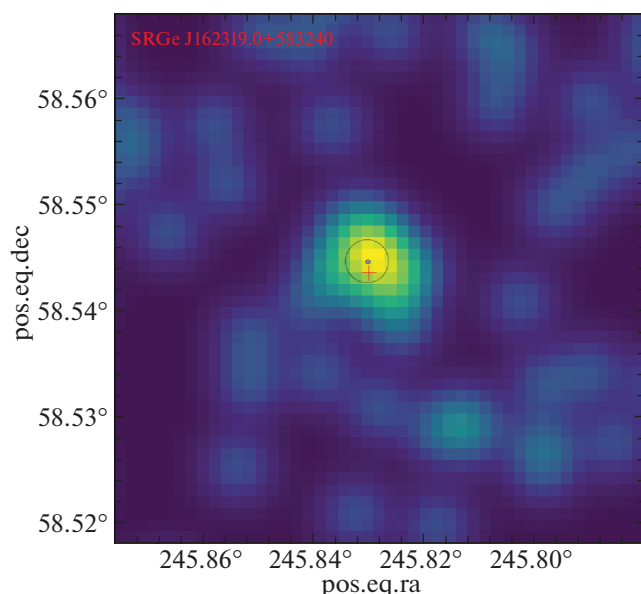


Рис. 4. То же, что на рис. 1, но для для источника SRGe J162319.0+583240.

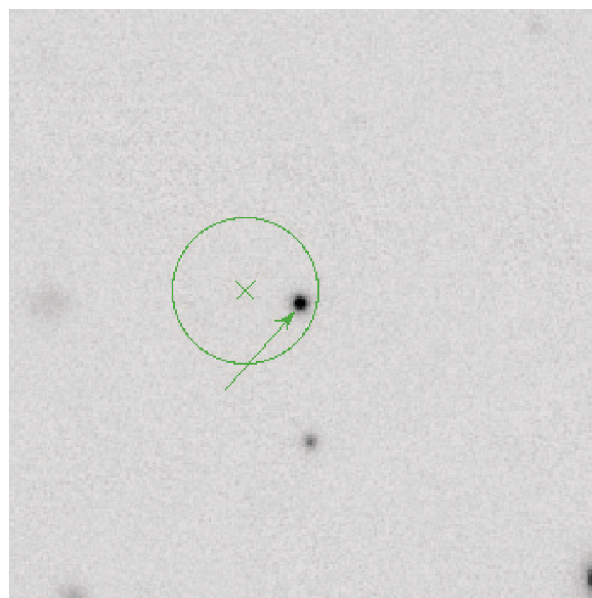
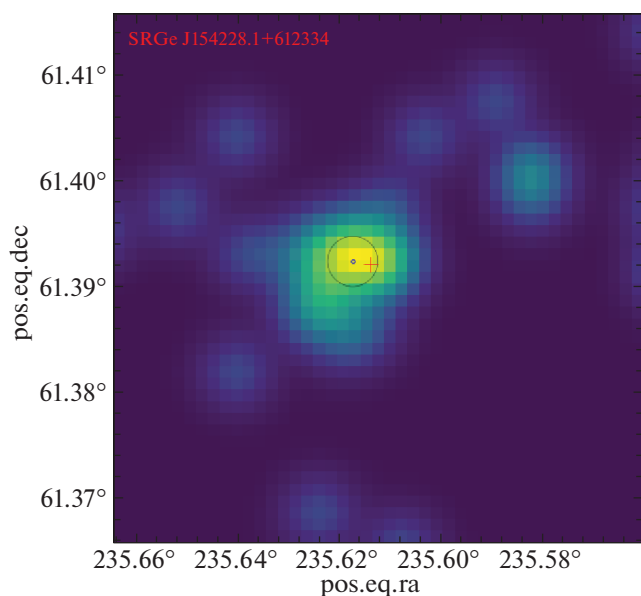


Рис. 5. То же, что на рис. 1, но для для источника SRGe J154228.1+612334.

денных на PTT-150 для описанной выше группы объектов, было точное определение их красных смещений. Как будет показано далее, сделанные с помощью SRGz фотометрические оценки красных смещений хорошо согласуются с полученными на PTT-150 спектральными измерениями. Это подтверждает высокую точность и надежность прогнозов системы SRGz при отборе далеких квазаров среди рентгеновских источников ePOZITA.

Примеры объектов с высокой неопределенностью измерений SRGz

Любая модель, основанная только на фотометрических данных, может содержать ошибки в силу своей вероятностной природы и недостаточной информативности фотометрических признаков. Таких ошибочных оценок фотометрических красных смещений мы ожидаем около 10% от общего числа прогнозов для точечных рентгеновских источников на внегалактическом небе. Источники

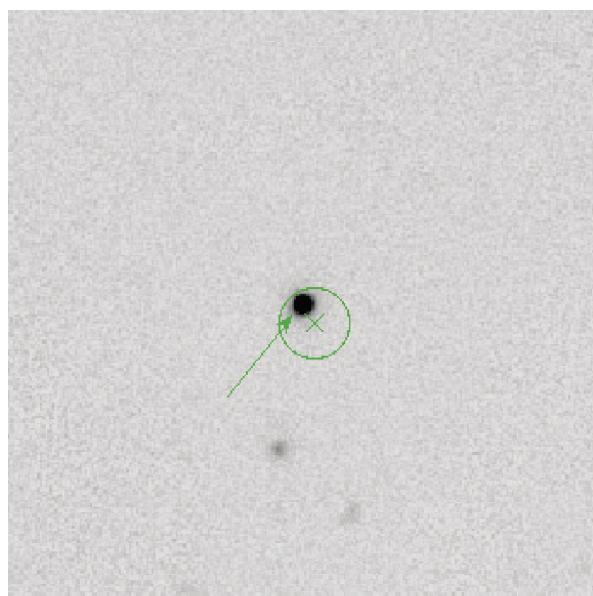
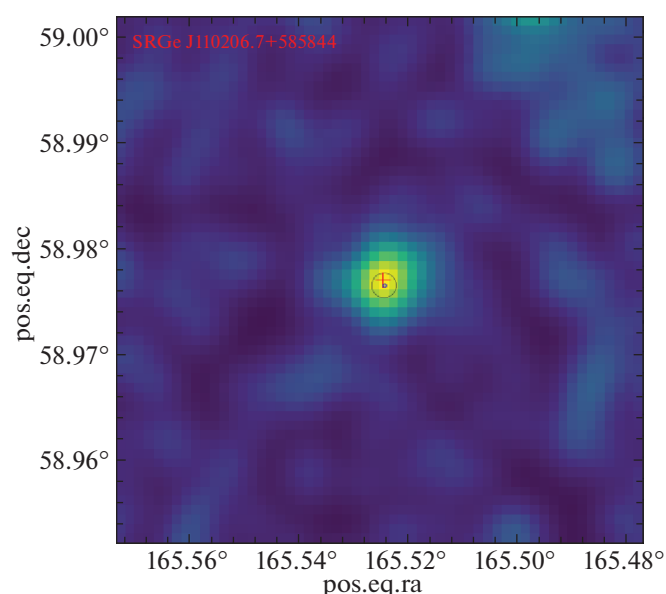


Рис. 6. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J110206.7+585844.

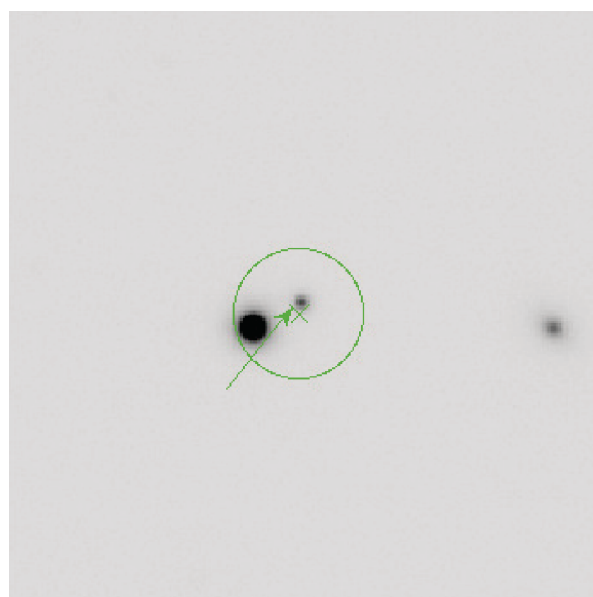
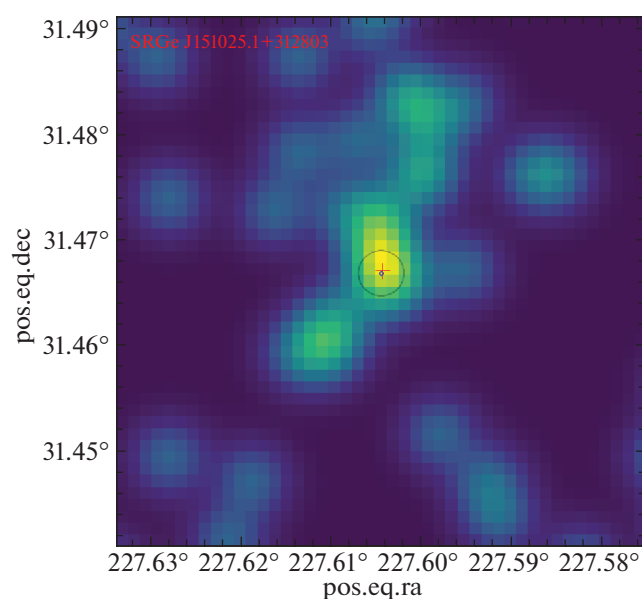


Рис. 7. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J151025.1+312803.

№ 8 и № 9 в табл. 1 (SRGe J134621.4+392445 и SRGe J151252.1+032834) являются примерами таких ошибочных прогнозов. Как подробно обсуждается ниже, для источника № 8 SRGz неверно указала оптический компаньон, для объекта № 9 измерение фотометрического красного смещения содержит большую неопределенность. Это лишь два примера такого рода среди всей массы внегалактических источников ePOZITA. Они были включены в программу спектральных наблюдений

с целью исследования механизма возникновения подобных ошибок.

У объекта № 8 в области локализации рентгеновского источника находятся 2 оптических объекта — объект 18.5 зв. величины (г-фильтр) из каталога SDSS, который SRGz определила как наиболее вероятный компаньон, и близкий (в 2'') к нему более слабый оптический источник, найденный только в каталоге DESI LIS (табл. 2 и описание результатов спектроскопических на-

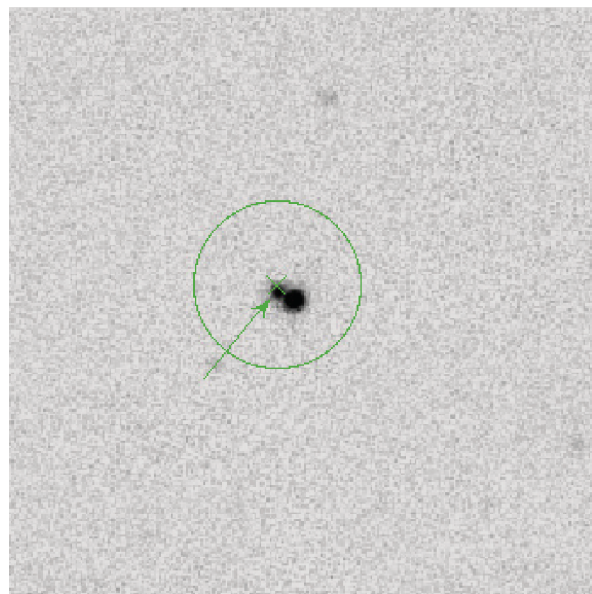
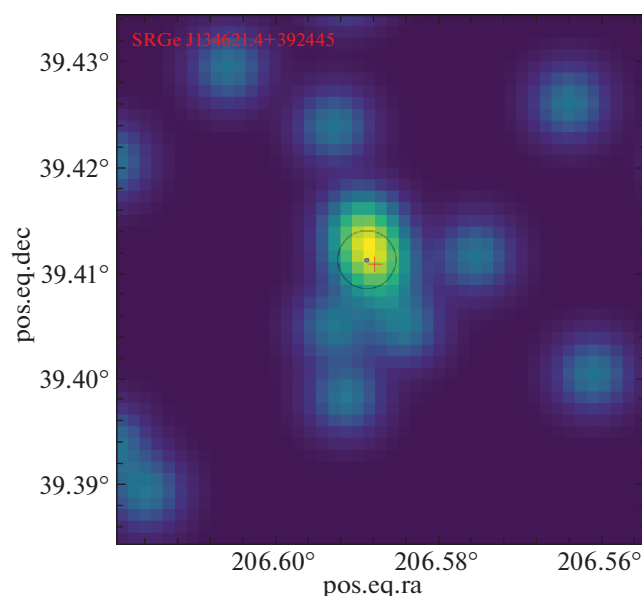


Рис. 8. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J134621.4+392445.

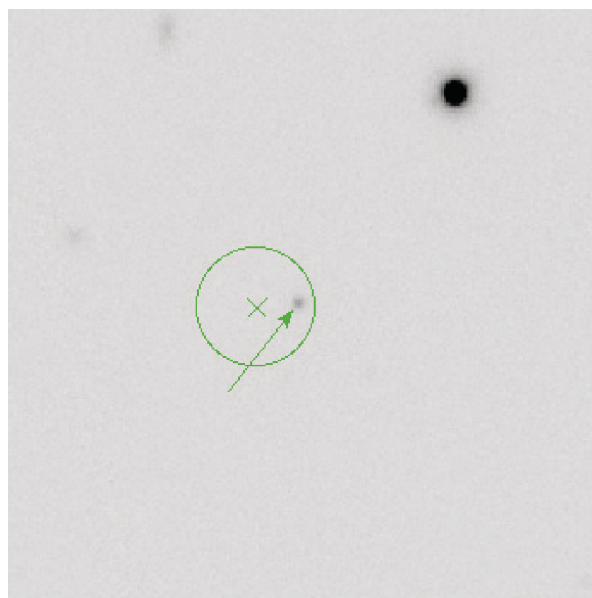
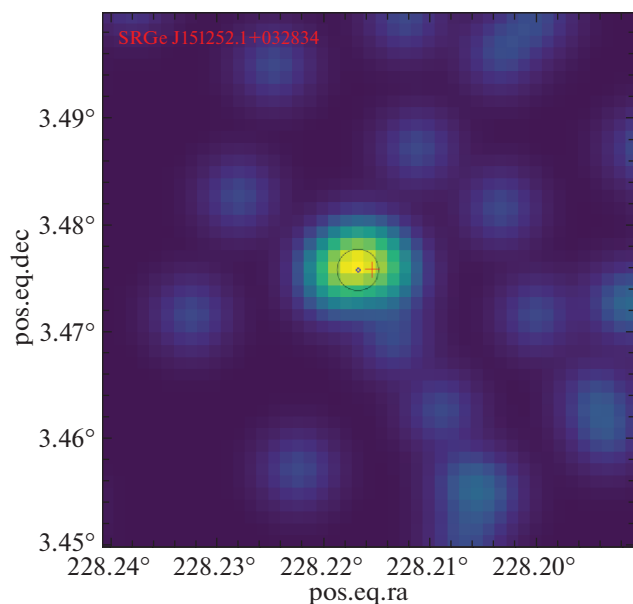


Рис. 9. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J151252.1+032834.

блюдений кандидатов в оптический компаньон SRGe J134621.4+392445 далее).

У объекта SRGe J151252.1+032834 (№ 9) в области локализации рентгеновского источника находится единственный оптический кандидат, детектируемый во всех рассматриваемых фотометрических каталогах SDSS/PanSTARRS/DESI LIS, но имеющий высокую неопределенность в оценке фотометрического красного смещения (68% доверительный интервал имеет ширину $|CI_{68\%}| > 1.5$).

С помощью оптических спектральных наблю-

дений на PTT-150 всех объектов, попадающих в область локализации рентгеновских источников SRGe J134621.4+392445 и SRGe J151252.1+032834 (рис. 8 и 9), была прояснена их физическая природа, определены их оптические партнеры и измерены их красные смещения. Детальные спектроскопические исследования таких объектов позволят повысить качество моделей SRGz для оптической идентификации рентгеновских источников и точность оценок фотометрических красных смещений.

Таблица 3. Журнал наблюдений и полученные спектроскопические красные смещения. Объекты расположены в порядке уменьшения z

N	Название	R.A.	Dec	Дата	t_{exp} , сек	r , mag	z_{sp}	Тип
1	SRGe J162803.4+564442	16 28 03.47	+56 44 43.6	26.04.20	3×1800	20.27	4.23	QSO
2	SRGe J145520.2+242030	14 55 19.46	+24 20 34.9	26.04.20	2×1800	19.41	3.47	QSO
3	SRGe J160333.5+565843	16 03 33.23	+56 58 38.7	14.05.20	3×1800	18.56	3.42	QSO
4	SRGe J162319.0+583240	16 23 18.76	+58 32 33.8	11.05.20	3×1800	18.49	3.24	QSO
5	SRGe J154228.1+612334	15 42 27.09	+61 23 29.5	26.04.20	2×1800	18.35	3.02	QSO
6	SRGe J110206.7+585844	11 02 06.85	+58 58 43.8	13.01.20	4×1800	18.00	2.77	QSO
7	SRGe J151025.1+312803	15 10 25.03	+31 28 01.4	21.04.20	3×1800	17.94	2.74	QSO
8	SRGe J134621.4+392445	13 46 21.33	+39 24 39.7	17.04.20	3×1800	20.3*	0.65	Sy2
				18.04.20	3×1800			
9	SRGe J151252.1+032834	15 12 51.74	+03 28 33.1	16.04.20	3×1800	19.18	0.61	Sy1

Примечание. R.A., Dec — оптические координаты источника из каталога GAIA DR2 (Gaia Collaboration, 2018); t_{exp} — количество и длительность экспозиций; r — звездная величина объекта в полосе r из архива SDSS DR14 (Аболфати и др., 2018); * — оценка звездной величины источника SRGe J134621.4+392445, выполненная по снимкам PTT-150 без фильтра при спектроскопических наблюдениях; z_{sp} — красное смещение, определенное по спектрам PTT-150; Тип — классификация объекта (квазар, сейфертовская галактика типа 1 и 2).

СПЕКТРОСКОПИЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК ИЗ ОБЗОРОВ СРГ/еРОЗИТА НА ТЕЛЕСКОПЕ PTT-150

Спектральные наблюдения

Спектроскопические наблюдения кандидатов в далекие рентгеновские квазары, зарегистрированных телескопом СРГ/еРОЗИТА и выявленных с помощью системы SRGz, были выполнены на 1.5-м Российско-Турецком телескопе в квоте времени Казанского федерального университета в периоды, близкие к фазам новолуния в апреле-мае 2020 г. Дополнительные наблюдения в области Дыры Локмана выполнялись в январе 2020 г. в период фазы полнолуния.

В наблюдениях использовался прибор ТФОСК, оснащенный в 2019 г. новой высокочувствительной матрицей фирмы ANDOR с чипом *DZ936_BR, DD*¹ формата 2048×2048 пикселей размером 13.5 мкм, с охлаждением -80°C . Использовалась гризма 15 с входной щелью 0.134 мм

(2.4 угл. сек), позволяющая регистрировать спектр в диапазоне $\lambda 3800\text{--}8880 \text{ \AA}$ со спектральным разрешением $15 \text{ \AA}$. Для каждого объекта получалось по 2–3 спектра с экспозициями по 1800 сек каждый. В ряде сложных случаев (фон Луны, близкий оптический компаньон на луче зрения) получалось по четыре спектра с экспозицией по 1800 сек для каждого объекта. Детали наблюдений приведены в табл. 3.

Спектроскопическая обработка была выполнена с помощью пакета программ IRAF. Были проведены все необходимые процедуры обработки — вычитание тока смещения (байес), чистка спектральных изображений от следов космических частиц (использовался алгоритм LAcosmic (ван Доккум, 2001), построение дисперсионной кривой с использованием спектра лампы полого катода FeAg, экстрагирование одномерного спектра с параллельным вычитанием спектра фона неба. Отдельные спектры суммировались. Для увеличения отношения сигнал/шум суммарные спектры сглаживались скользящим средним по семи точкам. Итоговое спектральное разрешение составляет $19 \text{ \AA}$. Для получения потоков в энергетическом диапазоне $0.5\text{--}10 \text{ эВ}$ использовался пакет XSPEC.

¹ <https://andor.oxinst.com/products/ikon-x1-and-ikon-large-ccd-series/ikon-1-936>

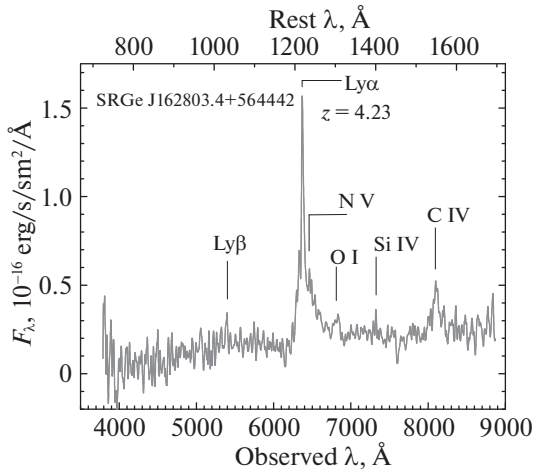


Рис. 10. Спектр квазара SRGe J162803.4+564442.

ческих единицах каждую ясную фотометрическую ночь получались спектры спектрофотометрического стандарта — звезды солнечного типа с большим дефицитом металлов *HD* 84937. Выбор в качестве спектрофотометрического стандарта холодной звезды обусловлен тем, что гризма 15 в комплекте приборов серии ФОСК имеет второй порядок дифракции, который искажает спектр в красной области ($>7000 \text{ Å}$), если наблюдать горячие звезды из списка белых карликов Оука. Холодная звезда *HD* 84937 не имеет значительного потока в ультрафиолетовой части спектра, поэтому не возникает искажений регистрируемого спектрального распределения в красной и ближней инфракрасной областях спектра.

Результаты спектроскопических наблюдений на PTT-150

В табл. 3 приведены результаты спектроскопических определений красных смещений по данным PTT-150 и классификация источников. Для того, чтобы наши измерения z были в одной системе с каталогами квазаров в проектах SDSS (Парис и др., 2018) и LAMOST (Яо и др., 2019), красные смещения определялись по линии C IV 1549 Å для квазаров ($z = 2.7\text{--}4.2$) и по линии Mg II 2800 Å — для сейфертовских галактик ($z = 0.6\text{--}0.7$).

На рис. 10–19 приведены спектры PTT-150 в энергетических единицах.

SRGe J134621.4+392445

Рентгеновский источник SRGe J134621.4+392445 система SRGz отождествила с более ярким оптическим объектом — звездой, имеющей звездную величину $r = 18.5 \text{ mag}$. По данным спутника Gaia (DR2), эта звезда имеет параллакс

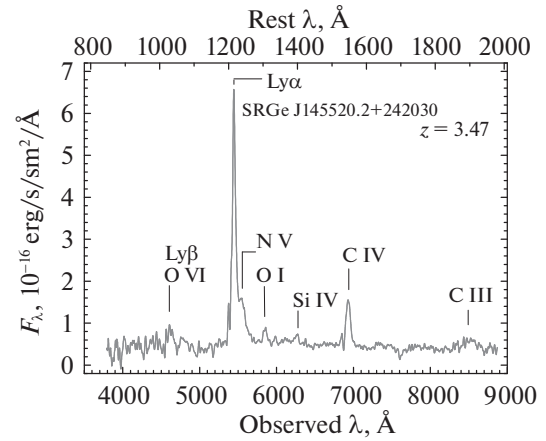


Рис. 11. Спектр квазара SRGe J145520.2+242030.

$\pi = 0.559 \pm 0.176 \text{ mas}$, т.е. расположена на расстоянии около 1.8 кпк. Спектроскопические наблюдения на PTT-150 (рис. 18) и предварительное моделирование спектра показали, что звезда имеет дефицит металлов ($[\text{Fe}/\text{H}] = -1$) с параметрами атмосферы $T_{\text{eff}} = 5200 \text{ K}$, $\log g = 4.5$, т.е. это карликовая звезда старой подсистемы Галактики раннего спектрального класса K. Используя цвет $B - V \approx 0.7$, ожидаемый для звезды с такими параметрами (Уорти & Ли, 2011), и калибровочные соотношения для фильтров SDSS (Джестер и др., 2005), мы оценили звездную величину объекта в фильтре $V \approx 18.7$ и отношение F_X/F_V , согласно формуле (Маккаро и др., 1988):

$$\log(F_X/F_V) = \log(F_X) + 0.4V + 5.37. \quad (1)$$

Полученное значение $\log(F_X/F_V) \approx -0.56$ заметно превышает более чем на 2σ верхнюю границу значений $\log(F_X/F_V)$ наблюдаемых у звезд спектрального класса K ($\log(F_X/F_V) \lesssim -1.57$) (Агуэрос и др., 2009), поэтому ассоциация рентгенов-

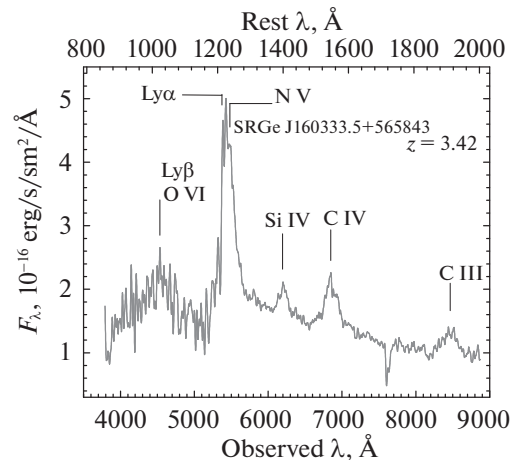


Рис. 12. Спектр квазара SRGe J160333.5+565843.

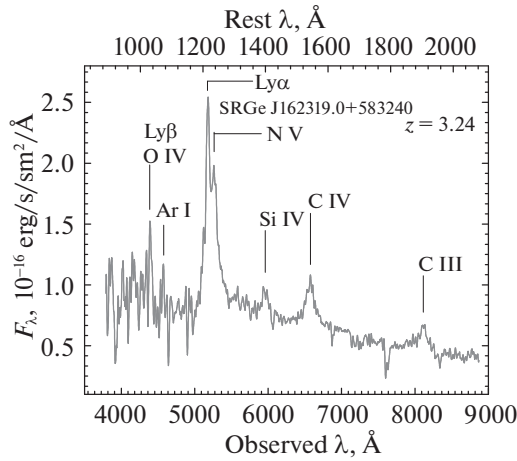


Рис. 13. Спектр квазара SRGe J162319.0+583240.

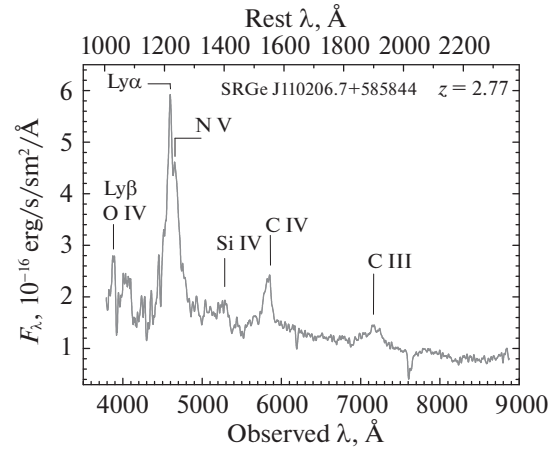


Рис. 15. Спектр квазара SRGe J110206.7+585844.

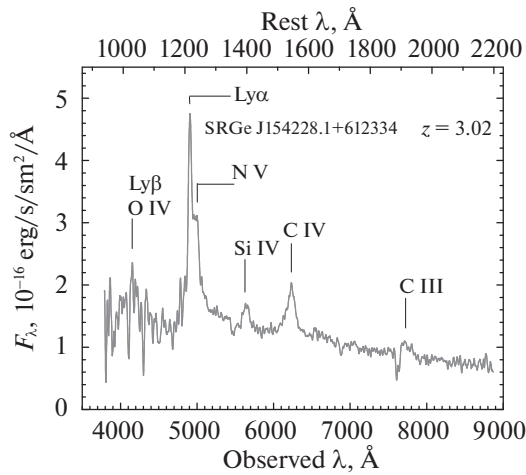


Рис. 14. Спектр квазара SRGe J154228.1+612334.

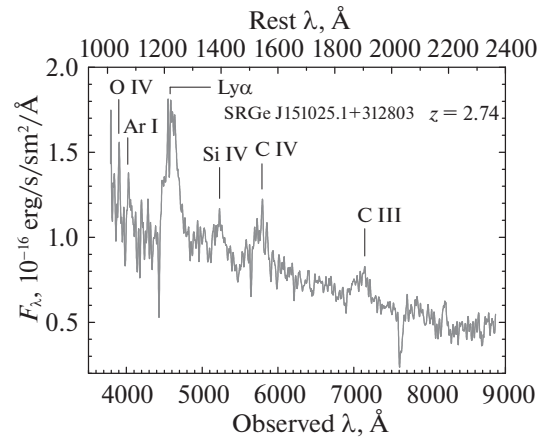


Рис. 16. Спектр квазара SRGe J151025.1+312803.

ского источника со звездой достаточно маловероятна.

С другой стороны, на расстоянии в ≈ 2 угл. сек от этой звезды и ≈ 0.6 угл. сек от рентгеновского источника находится более слабый оптический объект яркостью 20.3 звездной величины. Система SRGz оценила его фотометрическое красное смещение как $z_{\text{ph}} = 0.49^{+0.56}_{-0.10}$ (табл. 2). Оптический спектр этого источника, полученный на PTT-150 (рис. 17), является характерным для поглощенных сейфертовских галактик второго типа. Таким образом, мы полагаем, что оптическим двойником рентгеновского источника SRGe J134621.4+392445 является более слабый оптический объект яркостью $r = 20.3$ mag, а сам рентгеновский источник SRGe J134621.4+392445 является поглощенной сейфертовской галактикой, расположенной на $z = 0.65$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнена спектроскопия девяти оптических компаньонов рентгеновских источников из обзора неба СРГ/еРОЗИТА: семь кандидатов в далекие квазары ($z > 2.75$), выделенных системой SRGz среди многочисленных слабых рентгеновских источников, и два источника, характеризующиеся большой погрешностью фотометрической оценки красного смещения.

Семь источников, имеющих высокую достоверность определения фотометрического красного смещения ($z_{\text{Conf}} > 0.7$), спектроскопически подтверждены как квазары на $z = 2.7-4.2$. Фотометрические оценки красных смещений в пределах ошибки хорошо согласуются со спектральными измерениями, что подтверждает высокую точность и надежность прогнозов SRGz при отборе далеких квазаров. Более подробное сравнение спектроскопических и фотометрических красных смещений и количественная характеристика точности последних будут произведены на основании более широкой выборки во второй статье этой серии.

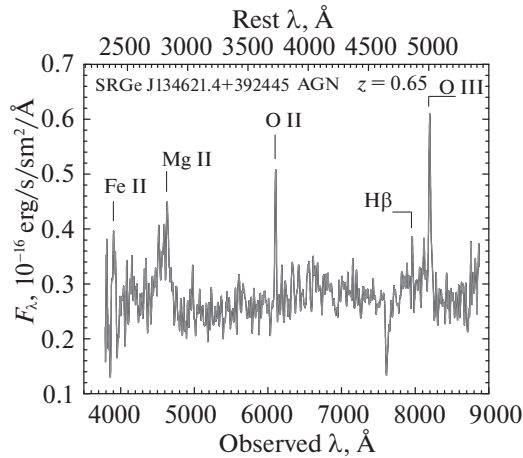


Рис. 17. Спектр сейфертовской галактики 2-го типа SRGe J134621.4+392445.

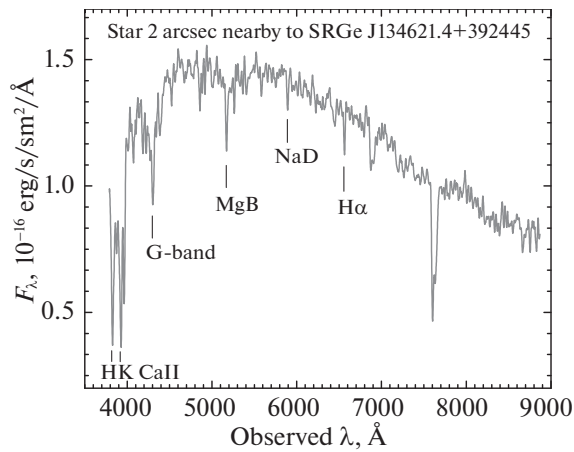


Рис. 18. Спектр звезды вблизи сейфертовской галактики 2-го типа SRGe J134621.4+392445.

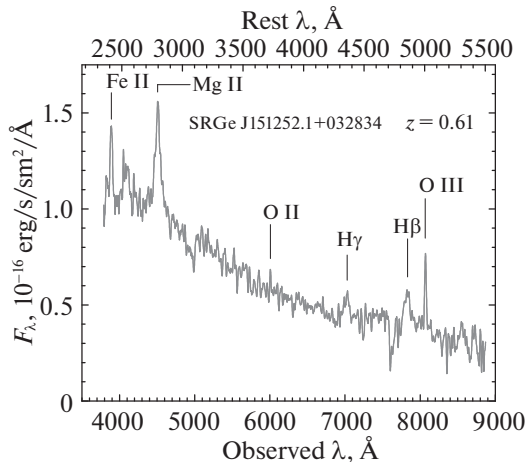


Рис. 19. Спектр сейфертовской галактики 1-го типа SRGe J151252.1+032834.

Были получены спектры двух оптических компаньонов рентгеновских источников, для которых фотометрические оценки красных смещений характеризуются большой неопределенностью. Данные объекты оказались сейфертовскими галактиками на $z \approx 0.61$ и $z \approx 0.65$. Полученные спектроскопические данные позволят в будущем улучшить качество оптической идентификации и точность измерения photo- z для подобных объектов.

Полученные результаты демонстрируют, что созданная в ИКИ РАН в рабочей группе по составлению каталога источников СРГ/еРОЗИТА система SRGz обеспечивает высокую точность при поиске далеких рентгеновских квазаров среди источников СРГ/еРОЗИТА и может в дальнейшем применяться при отборе кандидатов для последующей оптической спектроскопии.

На 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150) возможно выполнение программы оптических отождествлений и спектроскопии далеких рентгеновских квазаров (открываемых космической обсерваторией СРГ), имеющих оптический блеск до 20-й звездной величины в полосе i , и красное смещение до $z = 4.5$.

Работа выполнена за счет средств субсидии (проект № 0671-2020-0052), выделенной Казанскому федеральному университету, для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Расчет измерений принудительной фотометрии по данным обзора WISE для объектов из обзора Pan-STARRS и подготовка этих данных для использования в алгоритме SRGz были выполнены при поддержке гранта РНФ 18-12-00520.

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

обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом eРОЗИТА и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа СРГ/eРОЗИТА. Система SRGz создана в рабочей группе по поиску рентгеновских источников, их отождествлению и составлению каталога по данным телескопа eРОЗИТА в отделе астрофизики высоких энергий ИКИ РАН.

Оптические координаты исследованных источников из каталога GAIA DR2 миссии GAIA Европейского космического агентства (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), получены с использованием системы Aladin Sky Atlas, разработанной в Страсбургском Центре данных, Стасбургская обсерватория, Франция.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболфати и др. (B. Abolfathi, D.S. Aguado, G. Aguilar, P. Allende, A. Almeida, T.T. Ananna, F. Anders, S.F. Anderson, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235**, 42 (2018).
2. Агуэрос и др. (M.A. Agüeros, S.F. Anderson, K.R. Covey, S.L. Hawley, B. Margon, E.R. Newsom, B. Posselt, N.M. Silvestri, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **181**, 444 (2009).
3. Ахумада и др. (R. Ahumada, P. Allende, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anderson, B.H. Andrews, B. Anguiano, R. Arcodia, et al.), принята в печать *ApJS* (2019). arXiv e-prints arXiv:1912.02905, (2019).
4. Буренин (Р.А. Буренин и др.), готовится к печати (2020).
5. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *PASP* **113**, 1420 (2001).
6. Gaia Collaboration (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
7. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, J.R. Findlay, D. Finkbeiner, et al.), *Astron. J.* **157**, 168 (2019).
8. Джестер и др. (S. Jester, D.P. Schneider, G.T. Richards, R.F. Green, M. Schmidt, P.B. Hall, M.A. Strauss, D.E. Vanden Berk, et al.), *Astron. J.* **130**, 873 (2005).
9. Додин и др. (А.В. Додин, С.А. Потанин, Н.И. Шатский, А.А. Белинский, К.Е. Атапин, М.А. Бурлак, О.В. Егоров, А.М. Татарников и др.), Письма в *Астрон. журн.* **46**, 459 (2020) [A.V. Dodin et al., *Astron. Lett.* **46**, 429 (2020)].
10. Зоу и др. (H. Zou, X. Zhou, X. Fan, T. Zhang, Z. Zhou, X. Peng, J. Nie, L. Jiang, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **245**, 4 (2019).
11. Колодзиг и др. (A. Kolodzig, M. Gilfanov, R. Sunyaev, S. Sazonov, and M. Brusa), *Astron. Astrophys.* **558**, A89 (2013a).
12. Колодзиг и др. (A. Kolodzig, M. Gilfanov, G. Hütsi, R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **558**, A90 (2013b).
13. Лэнг и др. (D. Lang, D. Hogg, and D. Schlegel), *Astron. J.* **151**, 36 (2016).
14. Маккакаро и др. (T. Maccacaro, I.M. Gioia, A. Wolter, G. Zamorani, and J. T. Stocke), *Astrophys. J.* **326**, 680 (1988).
15. Медведев и др. (P. Medvedev, S. Sazonov, M. Gilfanov, R. Burenin, G. Khorunzhev, A. Meshcheryakov, R. Sunyaev, I. Bikmaev, and E. Irtuganov), *MNRAS* **497**, 1842 (2020).
16. Мещеряков и др. (А. Мещеряков, В. Глазкова, С. Герасимов, И. Машечкин), Письма в *Астрон. журн.* **44**, 801 (2018). [A. Mescheryakov, A.V. Glazkova, S.V. Gersimov, I.V. Mashechkin, *Astron. Lett.* **44**, 735 (2018)].
17. Мещеряков (А. Мещеряков), готовится к печати (2020).
18. Парис и др. (I. Paris, P. Petitjean, E. Aubourg, A.D. Myers, A. Streblyanska, B.W. Luke, S.F. Anderson, E. Armengaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **613**, 51 (2018).
19. Предель и др. (P. Predehl et al.), готовится к печати (2020).
20. Сюняев и др. (R. Sunyaev et al.), готовится к печати (2020).
21. Хорунжев и др. (Г.А. Хорунжев, Р.А. Буренин, А.В. Мещеряков, С.Ю. Сазонов), Письма в *Астрон. журн.* **42**, 313 (2016). [G.A. Khorunzhev, R.A. Burenin, A.V. Meshcheryakov, S.Yu. Sazonov, *Astron. Lett.* **42**, 277 (2016)].
22. Хорунжев и др. (Г.А. Хорунжев, А.В. Мещеряков, Р.А. Буренин, А.Р. Ляпин, П.С. Медведев, С.Ю. Сазонов, М.В. Еселевич, Р.А. Сюняев и др.), Письма в *Астрон. журн.* **46**, 155 (2020) [G.A. Khorunzhev et al., *Astron. Lett.* **46**, 149 (2020)].
23. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P.W. Draper, и др.), arXiv e-prints arXiv:1612.05560, (2016).
24. Уорти, Ли (G. Worthey and H. Lee), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **193**, 1 (2011).
25. Яо и др. (S. Yao, X.-B. Wu, Y. L. Ai, J. Yang, Q. Yang, X. Dong, R. Joshi, F. Wang, и др.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **240**, 6 (2019).

ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ УЛЬТРАЯРКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ С ЗАМАГНИЧЕННЫМИ НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

© 2020 г. А. Г. Куранов^{1*}, К. А. Постнов^{1,2,3}, Л. Р. Юнгельсон⁴

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

²ИТЭФ им. А.И. Алиханова, Москва, Россия

³Казанский федеральный университет, Казань, Россия

⁴Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.09.2020 г.

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

Методом гибридного популяционного синтеза построена модель популяции ультраярких рентгеновских источников с замагниченными нейтронными звездами (NULX) в спиральной галактике с историей звездообразования как в тонком диске в Млечном Пути. Сначала по аналитическим приближениям (программа BSE) рассчитывается совокупность тесных двойных систем (ТДС) — потенциальных предшественников NULX, а затем эволюция с аккрецией вещества на нейтронные звезды (НЗ) рассчитывается эволюционной программой MESA. Темп аккреции на НЗ и рентгеновская светимость источников рассчитываются для моделей докритических или сверхкритических аккреционных дисков, а также дисков с учетом адвекции. При аккреции на НЗ с магнитным полем сверхэддингтоновские светимости $L_X > 10^{38}$ эрг с⁻¹ достигаются еще на докритической стадии, когда энерговыделение в диске на его внутренней границе, определяемой магнитосферой НЗ, меньше эддингтоновского. Расчеты показывают, что стандартная эволюция ТДС с учетом особенностей аккреции на замагниченные НЗ позволяет количественно объяснить наблюдаемые свойства NULX (рентгеновские светимости, периоды вращения НЗ, орбитальные периоды ТДС и массы оптических компонентов), не требуя дополнительных модельных предположений о коллимации рентгеновского излучения от НЗ с высокой наблюдаемой сверхэддингтоновской светимостью. В модельной галактике с темпом звездообразования $\sim 5 M_\odot$ в год может быть несколько NULX. Обнаружение мощного ветра от NULX с $L_X \sim 10^{41}$ эрг с⁻¹ может свидетельствовать о сверхкритической аккреции на замагниченные НЗ.

Ключевые слова: ультраяркие рентгеновские источники, нейтронные звезды, популяционный синтез.

DOI: 10.31857/S0320010820100083

ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (далее — ULX) — точечные рентгеновские источники, эквивалентная изотропная светимость которых в диапазоне 0.3–10 кэВ превышает 10^{39} эрг с⁻¹. ULX наблюдаются, как правило, во внешних галактиках. В Млечном Пути известен единственный транзиентный (табл. 1) источник Swift J0243.6+6124 (Кеннеа и др., 2017). ULX были открыты обсерваторией Einstein в начале 1980-х гг. (Лонг, ван Спейбрук, 1983). ULX наблюдаются как в спиральных и неправильных, так и в эллиптических галактиках. Наиболее яркие ULX встречаются в галактиках со звездообразованием. Это редкие объекты — в локальной Вселенной ($\lesssim 40$ Мпк) на

галактику (вне зависимости от типа) приходится примерно два кандидата в ULX (Уолтон и др., 2011; Ирншоу и др., 2019; Ковлакас и др., 2020), что, скорее всего, является следствием наложения эффектов звездообразования, эволюции звезд и наблюдательной селекции. Статистические свойства ULX и их связь с темпом звездообразования в галактиках суммированы в работе Сазонова и Хабибуллина (2017).

В течение длительного времени предполагалось, что аккреторами в ULX являются черные дыры промежуточных масс, аккрецирующие с субэддингтоновской скоростью, или черные дыры звездных масс ($M \gtrsim 10 M_\odot$), аккрецирующие вещество со сверхэддингтоновской скоростью (Машотски и др., 2004). Бакетти с соавторами (2014) нашли первый пульсирующий ULX, что позволило отождествить

*Электронный адрес: alexandre.kuranov@gmail.com

Таблица 1. Характеристики ультраярких рентгеновских источников с НЗ (NULX). Звездочками в первой колонке отмечены транзиентные источники

N	Источник	$L_{\min}$, 10^{39} эрг/с	$L_{\max}$, 10^{39} эрг/с	P^* , с	P_{orb} , сут	M_2 , $M_{\odot}$	Ссылки
1	M82 ULX-2	6.6 ± 0.3	18	1.37	2.53	>5.2	[1]
2	NGC7793 P13	2.1	5 ± 0.5	0.415	$63.9^{+0.5}_{-0.6}$	18–23	[2, 3]
3	NGC5907 ULX-1	6.4	220 ± 30	1.43–1.14	$5.3^{+2}_{-0.9}$	2–6	[10]
4	M51 ULX-7	≤ 0.3	10	2.8	2	8–13	[14, 15]
5	M51 ULX-8	2	20		8–400		[17]
6	NGC1313 X-2	14.4	19.9	1.5	≤ 3	$\lesssim 12$	[11, 12]
7*	NGC300 ULX-1	0.6	4.7	31.6	0.8–2.1 yr	8–10	[4, 5]
8*	Swift J0243	0	1.2–2.6	9.86	27.59		[13]
9*	SMC X-3	0.2	2.5	7.8	44.86	$\gtrsim 3.7$	[6–8]
10*	NGC2403 ULX-1	$\lesssim 0.001$	1.2	17.57	60–100		[9]

Примечание. [1] — Бакетти и др. (2014), [2] — Израэль и др. (2017a), [3] — Мотч и др. (2014), [4] — Карпано и др. (2018), [5] — Хейда и др. (2019), [6] — Цыганков и др. (2017), [7] — Каули и Шмидке (2004), [8] — Корбет и др. (2003), [9] — Трудолюбов и др. (2007), [10] — Израэль и др. (2017b), [11] — Гризе и др. (2008), [12] — Сатьяпракаш и др. (2019), [13] — Жан и др. (2019), [14] — Родригес Кастилло и др. (2020), [15] — Василюполос и др. (2020), [16] — Брайтмен и др. (2020), [17] — Мидлтон и др. (2019).

аккректор с нейтронной звездой. Кроме того, Брайтмен и др. (2018) отождествили с нейтронной звездой аккректор в источнике M51 ULX-8, благодаря обнаружению циклотронной резонансной линии, характерной для рентгеновских пульсаров, хотя пульсации излучения (пока) не наблюдались. Анализ рентгеновских спектров 18 ULX (Колиопанос и др., 2017) показал, что большая часть ULX может быть аккрецирующими нейтронными звездами с магнитным полем $\gtrsim 10^{12}$ Гс.

Излучение ULX переменное. Весьма условно ULX можно разделить на “квазистационарные” (persistent), у которых L_X за время наблюдений изменялась в несколько раз, и “транзиенты”, у которых наблюдалась вспышка излучения, во время которой L_X превысила 10^{39} эрг с $^{-1}$ (как правило, это рентгеновские двойные системы с Ве-звездой). К моменту написания статьи были известны шесть квазистационарных источников и четыре транзиента (табл. 1), для которых оценены такие параметры, как рентгеновская светимость L_X , орбитальный период P_{orb} , период вращения нейтронной звезды P^* и масса оптической звезды M_2 . Эти параметры позволяют проводить детальное сравнение с результатами популяционного синтеза.

Модели популяции источников с аккреторами — нейтронными звездами (далее — NULX) — активно исследуются и ранее публиковались в работах Шао и Ли (2015), Викторovichа и др. (2017, 2019), Мерчанта и др. (2017), Мисра и др. (2020).

В этих работах было показано, что в рамках определенных модельных предположений о характере сверхкритического течения и характеристиках излучения при аккреции на компактные объекты в тесных двойных системах (ТДС) можно построить модели популяции NULX со свойствами, близкими к наблюдаемым. Предполагалось, что, по аналогии с сверхкритическими дисками вокруг черных дыр, при аккреции на нейтронные звезды происходит геометрическая фокусировка излучения внутренних областей аккреционных дисков NULX. В результате для наблюдателя, находящегося внутри конуса эмиссии, оценка эквивалентной изотропной светимости источника может превзойти его истинную светимость (см., например, обсуждение в работе Викторovichа и др., 2017). Влияние магнитных полей нейтронных звезд на характер генерации излучения источников не рассматривалось.

В настоящей статье мы моделируем популяцию NULX в тесных двойных системах с замагниченными нейтронными звездами, которые находятся в режиме до- и сверхкритической дисковой аккреции. В качестве физических моделей рассматриваются “стандартная” модель аккреционного диска (Шакура, Сюняев, 1973), более подробно рассмотренная в приложении к аккреции на замагниченные нейтронные звезды в работе Чашкиной и др. (2017), и модель сверхкритического адвекционного диска вокруг замагниченной нейтронной звезды (Чашкина и др., 2019). Популяционный синтез NULX осуществляется в два этапа. Сначала используется

модифицированная программа BSE (Харли и др., 2002) для выделения области параметров ТДС с нейтронными звездами, которые в ходе дальнейшей эволюции потенциально могут попасть на стадию до- и сверхкритической аккреции. После этого перенос вещества на нейтронную звезду рассчитывается по эволюционным моделям, заранее построенным по программе MESA (Пакстон и др., 2011). При подсчете численности популяции источников в галактиках, подобных Млечному Пути, используются история звездообразования в Галактическом диске и нормировка на полную массу звезд в диске.

Результаты расчетов показывают, что в рамках принятых физических моделей аккреции, параметров образования нейтронных звезд с магнитным полем и характере переноса вещества при заполнении полости Роша оптической звездой на стадии до- и сверхкритической аккреции удается успешно одновременно объяснить положение и ожидаемое число (в расчете на Галактику) наблюдаемых NULX на диаграммах “период вращения нейтронной звезды — рентгеновская светимость” ($P^* - L_X$), “светимость — орбитальный период” ($L_X - P_{\text{orb}}$) и $P^* - P_{\text{orb}}$.

АККРЕЦИЯ НА ЗАМАГНИЧЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Известно, что основное отличие дисковой аккреции на замагниченные нейтронные звезды (НЗ) в тесных двойных системах (ТДС) с оптическими компонентами, переполняющими полость Роша, от классической картины аккреции на черные дыры (Шакура, Сюняев, 1973) обусловлено наличием магнитосферы НЗ, на границе которой меняется характер аккреционного течения (этот феномен подробно рассмотрен Липуновым, 1987). При достаточно малых и умеренных темпах аккреции в диске все вещество, проходящее через диск, после взаимодействия с магнитосферой попадает на поверхность НЗ, вблизи которой происходит основное энерговыделение, наблюдаемое в рентгеновском диапазоне. При превышении темпом аккреции определенного значения может наступить стадия сверхкритической аккреции. Сверхкритическая аккреция на НЗ происходит тогда, когда локальное энерговыделение на внутреннем радиусе диска, ограниченном магнитосферой НЗ, превышает эддингтоновскую светимость $L_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{38} (M_{\text{NS}}/M_{\odot}) \text{ эрг с}^{-1}$. Этой светимости соответствует темп аккреции на НЗ $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{18} \text{ г с}^{-1}$.

В этом случае основная идея сверхкритической аккреции, предложенная в пионерской работе Шакуры и Сюняева (1973), об оттоке вещества из диска внутри радиуса, на котором локальное энерговыделение в диске начинает превышать

эддингтоновский предел (так называемый радиус сферизации, R_s), модифицируется (Липунов, 1982; Кинг и др., 2017; Гребенев, 2017). Эддингтоновское энерговыделение в диске на границе магнитосферы НЗ изменяет стандартное выражение для радиуса магнитосферы (альвеновского радиуса), $R_A \sim (\mu^2/\dot{M})^{2/7}$ (μ — магнитный момент НЗ, $\dot{M}$ — темп аккреции). В первом приближении радиус магнитосферы перестает зависеть от темпа аккреции, а определяется только магнитным полем НЗ, $R_A \sim \mu^{4/9}$.

Величина критического темпа аккреции $\dot{M}_{\text{cr}}$, при котором светимость на радиусе магнитосферы достигает эддингтоновского предела, определяется из условия равенства радиуса сферизации радиусу магнитосферы $R_s = R_A$. Для характерной массы НЗ $1.4 M_{\odot}$, которая будет использоваться везде при численных оценках,

$$\dot{M}_{\text{cr}} \approx 3 \times 10^{19} [\text{г с}^{-1}] \mu_{30}^{4/9} \approx 30 \dot{M}_{-8} \mu_{30}^{4/9}. \quad (1)$$

Здесь и далее магнитный момент НЗ и темп аккреции выражаются в единицах $\mu_{30} \equiv \mu/(10^{30} [\text{Гс см}^3])$, $\dot{M}_{-8} \equiv \dot{M}/(10^{-8} [M_{\odot} \text{ год}^{-1}])$ соответственно.

Радиус магнитосферы при сверхкритической дисковой аккреции можно записать в виде

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{\dot{M} \sqrt{2GM}} \right)^{2/7} \simeq \quad (2)$$

$$\simeq 1.6 \times 10^8 [\text{см}] \mu_{30}^{4/7} \dot{M}_{-8}^{-2/7}, \quad \dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}},$$

$$R_A = \left(\frac{\mu^4 GM}{2L_{\text{Edd}}^2} \right)^{1/9} \simeq 6.5 \times 10^7 [\text{см}] \mu_{30}^{4/9}, \quad (3)$$

$$\dot{M} > \dot{M}_{\text{cr}}.$$

Период вращения НЗ P^* будет считаться близким к равновесному периоду P_{eq} , определяемому из условия равенства альвеновского радиуса R_A и радиуса коротации $R_{\text{co}} = (GMP^2/4\pi^2)^{1/3}$:

$$P_{\text{eq}} \simeq 0.9 [\text{с}] \mu_{30}^{4/9} \dot{M}_{-8}^{-3/7}, \quad \dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}}, \quad (4)$$

$$P_{\text{eq}} \simeq 0.2 [\text{с}] \mu_{30}^{2/3}, \quad \dot{M} > \dot{M}_{\text{cr}}. \quad (5)$$

Такое приближение оправдано при высоких темпах аккреции на НЗ $\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{\text{cr}} \sim 3 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, так как на докритической стадии время установления равновесного вращения при размере магнитосферы порядка 100 радиусов НЗ $\tau_{\text{su}} = \omega/\dot{\omega} \sim 100 [\text{лет}] (\dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}})^{-1} (P/1 \text{ с})^{-1} (R_A/10^8 \text{ см})^{-1/2}$ меньше времени уменьшения равновесного периода $\tau_{\text{eq}} = 7/3 \tau_{\dot{M}}$, где $\tau_{\dot{M}} = \dot{M}/(d\dot{M}/dt)$ — характерное время эволюционных изменений темпа аккреции (см. примеры треков на рис. 3). На

сверхкритической стадии радиус магнитосферы практически не изменяется, НЗ периодически выходит на стадию пропеллера, сменяющуюся эпизодами аккреции, что, по-видимому, и наблюдается в источнике М82 Х-2 (Цыганков и др. 2016). Период вращения при этом остается вблизи равновесного значения и существенно не изменяется.

Аккреционная светимость НЗ определяется в основном темпом аккреции на ее поверхность. При докритических темпах аккреции ($\dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}}$) она равна темпу аккреции в диске, а в сверхкритическом режиме ($\dot{M} > \dot{M}_{\text{cr}}$) ограничена пропусканием магнитосферы¹, т.е.

$$L_X = 0.1\dot{M}c^2 \simeq L_{\text{Edd}}\dot{M}_{-8}, \quad \dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}}, \quad (6)$$

$$L_X = L_{\text{Edd}} \left(\frac{R_A}{R_{\text{NS}}} \right) \simeq 65L_{\text{Edd}}\mu_{30}^{4/9}, \quad (7)$$

$$\dot{M} > \dot{M}_{\text{cr}}.$$

Схематически поведение основных характеристик — радиуса магнитосферы R_A , равновесного периода вращения НЗ P_{eq} и рентгеновской светимости L_X — в зависимости от темпа аккреции на замагниченную НЗ показано на рис. 1 (см. также Постнов и др., 2019).

Более детальный анализ сверхкритической дисковой аккреции на НЗ с магнитным полем был проведен в работе Чашкиной и др. (2017). Перестройка магнитосферы НЗ происходит при критическом темпе аккреции, соответствующем условию локального эддингтоновского энерговыделения на внутренней границе диска, эквивалентного увеличению полутолщины диска H вблизи внутренней границы из-за давления излучения до значений $H/R \sim 1$. Значение этого критического темпа аккреции (формула (66) в статье Чашкиной и др., 2017) примерно втрое выше величины $\dot{M}_{\text{cr}}$, рассчитанной по формуле (1). Однако и это не максимально возможное значение. При больших темпах аккреции становятся важными адвекционные поправки к структуре диска из-за его увеличивающейся толщины (см. развитие теории сверхкритических дисков с оттоком вещества с учетом адвекции в работе Липуновой, 1999). При этом критическое значение темпа аккреции на замагниченные НЗ (формула (28) из работы Чашкиной и др. (2019)) может возрасти до значений

$$\dot{M}_{\text{cr,ad}} \sim 5 \times 10^{20} [\text{г с}^{-1}]\mu_{30}^{4/9}. \quad (8)$$

¹ Не исключено, что при очень высоких темпах аккреции на НЗ часть энергии может уноситься нейтрино (Баско, Сюняев 1976; Муштуков и др., 2018).

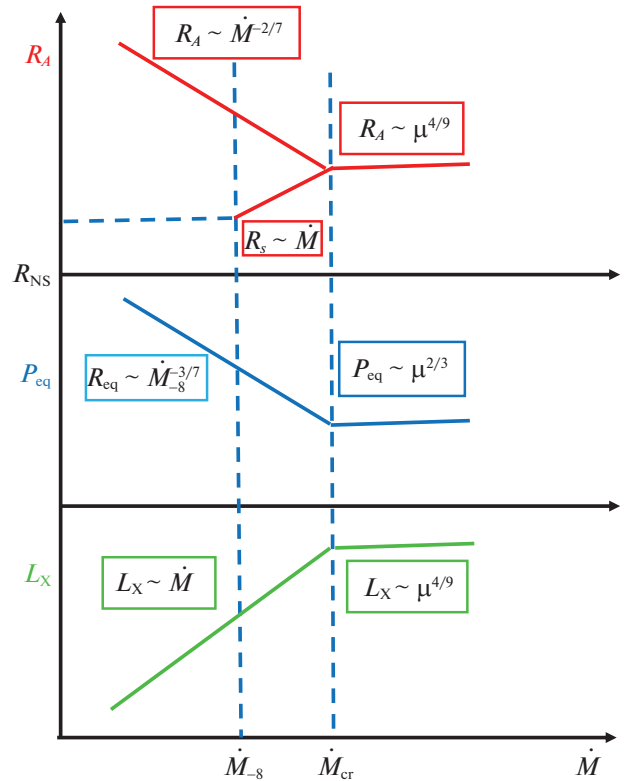


Рис. 1. Схематическое поведение радиуса магнитосферы R_A , радиуса сферизации R_s , равновесного периода вращения НЗ P_{eq} и рентгеновской светимости L_X в зависимости от темпа аккреции $\dot{M}$ на НЗ с магнитным моментом μ .

В наших расчетах будут использоваться две модели: с консервативным значением критического темпа аккреции (1) для стандартных аккреционных дисков и более чем на порядок высоким значением для адвекционных дисков (8). В расчетах не будет учитываться слабая зависимость сверхкритического альвеновского радиуса от темпа аккреции для адвекционных дисков (менее чем вдвое при изменении темпа аккреции на три порядка, см. рис. 12 из работы Чашкиной и др. (2019)).

Важно отметить, что формула (1) и особенно формула (8) показывают, что при аккреции на НЗ с магнитным полем высокие рентгеновские светимости $L_X > 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$, характерные для ULX, могут достигаться еще на докритической стадии аккреции, т.е. когда локальное энерговыделение на внутреннем радиусе диска не достигло эддингтоновского предела, и диск еще не раздут давлением излучения до величин $H/R_A \sim 1$. При этом рентгеновская светимость в аккреционной колонке НЗ может быть значительно сверхэддингтоновской (см., например, работу Муштукова и др., 2015).

Отдельно следует обсудить возможную коллимацию рентгеновского излучения (beaming) от сверхкритических аккреционных дисков вокруг за-

магнитных НЗ. Фактор коллимации b определяется как отношение наблюдаемой рентгеновской светимости L_X к мощности изотропного источника, рассчитанной по наблюдаемому потоку F_x , $L_{\text{iso}} = 4\pi d^2 F_x$ (d — расстояние до источника), т.е. $b \equiv L_X/L_{\text{iso}} \leq 1$. В случае источника с излучением в противоположно направленные конусы с углом полураствора θ имеем $b = (1 - \cos \theta)$. Учет этого фактора распространен при построении популяций NULX (см., например, упомянутую работу Викторовича и др., 2017), однако он основан на экстраполяции коллимации рентгеновского излучения от сверхкритических дисков вокруг черных дыр, при которой $b \sim \dot{M}^{-2}$ (Кинг, 2009). В случае замагнитных НЗ, как отмечалось выше, вклад аккреционного энерговыделения от диска в наблюдаемую рентгеновскую светимость будет существенно ниже, чем вклад от излучения аккреционной колонки вблизи поверхности НЗ (см. формулу (7)). Остается лишь геометрическая коллимация рентгеновского излучения толстым диском с полутолщиной $H/R_A \sim 1$. Этот фактор для излучения от НЗ, экранируемого внутренним толстым диском, $b = (1 - H/\sqrt{H^2 + R_A^2}) = (1 - 1/\sqrt{2})$, включен в наши расчеты как для аккреционных, так и для адвекционных сверхкритических дисков. Мы пренебрегаем собственной коллимацией рентгеновского излучения из аккреционной колонки, которая усредняется вращением НЗ.

МЕТОД РАСЧЕТА

Как упомянуто выше, мы используем для расчетов гибридный двухступенчатый метод популяционного синтеза NULX в тесных двойных системах, сочетающий быстрый упрощенный расчет до стадии заполнения полости Роша оптической звездой в паре с НЗ с последующим детальным расчетом стадии с переносом вещества по эволюционной программе MESA. Подобный гибридный метод популяционного синтеза успешно использовался для моделирования, в частности, катаклизмических переменных и предшественников СН Ia (см., например, работы Чена и др., 2014; Голяша, Нельсона, 2015), а также и ULX (Шао и Ли, 2015).

На первом этапе с помощью модифицированной программы BSE, основанной на аналитических приближениях для описания эволюции одиночных и тесных двойных звезд, для 10^7 исходных массивных систем моделируется популяция НЗ в парах с невырожденными звездами (оптическими компонентами), которые в ходе эволюции потенциально могут стать NULX. Начальная функция масс первичных компонентов предполагается степенной (закон Солпитера, $dN/dM \sim M^{-2.35}$), распределение по отношению масс компонентов $q = M_2/M_1 \leq 1$ берется равномерным в пределах

от 0.1 до 1. Распределение по эксцентриситетам орбит — плоское в интервале $[0,1]$. Степень двойственности звезд принята равной 50% (2/3 звезд — компоненты двойных систем). Исходное распределение моделируемых систем по орбитальным периодам следует закону $f(\lg P_{\text{orb}}) \propto \lg P_{\text{orb}}^{-0.55}$ (Сана и др., 2012). Звездный ветер от массивных звезд и гелиевых звезд описывается формулами из работ Финка и др. (2001) и Финка (2017) соответственно. Эволюция орбиты двойной системы с общей оболочкой рассчитывалась с помощью формализма Веббинка (1984) и де Коола (1990) с параметром $\alpha = 1$. Параметр λ , характеризующий энергию связи оболочек с ядрами звезд, принимался согласно расчетам Лавериджа и др. (2011).

Предполагалось, что НЗ с фиксированной массой $1.4 M_{\odot}$ образуются при коллапсе железного ядра массивной звезды. Мы использовали аппроксимации критериев образования НЗ при коллапсе ядер массивных звезд из работы Джакоббо и Мэппелли (2018). Рожденные НЗ получают дополнительную пространственную скорость (kick), величина которой подчиняется максвелловскому распределению с дисперсией $\sigma = 265 \text{ км с}^{-1}$ (Хоббс и др., 2005). Немногочисленным НЗ, сформировавшимся в результате коллапсов, инициированных захватами электронов в вырожденных О-Ne-Mg ядрах звезд с начальными массами в диапазоне $8.5\text{--}8.8 M_{\odot}$ (Сисс, Лебрейи, 2018) при условии предшествующей стадии обмена массами в ТДС (так называемые “e-capture SNe”, Миядзи и др., 1980), приписывалась пространственная скорость 30 км с^{-1} (произвольность этой плохо известной величины на результаты не влияет). Магнитные моменты НЗ подчиняются логнормальному распределению (Фоше-Жигьер, Каспи, 2006)

$$f(\mu) \sim \exp \left[-\frac{(\lg \mu - \lg \mu_0)^2}{\sigma_{\mu}^2} \right]. \quad (9)$$

В наших расчетах² мы принимали $\lg \mu_0 [\text{Гс см}^3] = 30.6$ или $\lg \mu_0 [\text{Гс см}^3] = 31.6$ и $\lg \sigma_{\mu} [\text{Гс см}^3] = 0.55$. Затухание магнитных полей НЗ при аккреции вещества не учитывалось, так как характерные длительности стадий с переносом вещества в рассматриваемых массивных ТДС много короче возможной шкалы затухания магнитных полей НЗ. Однако затухание магнитного поля при аккреции может оказаться фактором, уменьшающим длительность и светимость стадии NULX в системах с маломассивными компонентами $M_2 \lesssim 3 M_{\odot}$ (см. пример эволюционного трека в Приложении).

² В оригинальной работе Фоше-Жигьер и Каспи (2006) $\lg \mu_0 = 30.35 [\text{Гс см}^3]$ для радиуса НЗ 10 км. Мы принимаем $R_{\text{NS}} = 12 \text{ км}$.

Расчеты проводились для звезд с солнечной металличностью $Z = 0.02$. Учитывая, что все известные NULX обнаружены в ближайших спиральных галактиках, это предположение также несущественно влияет на результаты. При подсчете численности NULX использовалась формула для скорости звездообразования в диске Галактики (Ю, Джеффри, 2010):

$$\frac{\text{SFR}(t)}{M_{\odot} \text{ год}^{-1}} = \begin{cases} 11e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} + 0.12(t-t_0), & t \geq t_0, \\ 0, & t < t_0, \end{cases} \quad (10)$$

где t — время (млрд лет), $t_0=4$ — время начала процесса звездообразования (млрд лет), параметр $\tau = 9$ млрд лет. В этой модели масса тонкого диска Галактики в современную эпоху (14 млрд лет) оценивается как $M_G = 7.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Это значение использовано ниже для оценки полного числа NULX в модельной галактике.

На втором этапе моделирования детально рассчитывалась эволюция полуразделенных ТДС с компонентами — НЗ с помощью программы MESA (Пакстон и др., 2011, версия g12778). Была построена сетка треков с исходными массами доноров от 0.75 до $50 M_{\odot}$. В диапазоне $(0.75-10) M_{\odot}$ шаг по массам составлял $0.25 M_{\odot}$, в диапазоне $(10-50) M_{\odot}$ — $2 M_{\odot}$. Начальные полуоси орбит были заключены в интервале $0.9 < \lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) < 3.5$ с шагом по $\lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) = 0.1$. Далее для каждой пары параметров $[X, Y]$ (где $X, Y \equiv \{L_X, P_{\text{orb}}, P^*, M_2\}$) подсчитывалась длительность стадий NULX, попадающих во временной интервал Δt_k в ячейке $[X_i, Y_j]$, и сворачивалась с вероятностью образования данной системы (на единицу массы), рассчитанной по программе BSE:

$$\frac{\Delta N(t_k, t_k + \Delta t_k)}{\Delta X_i \Delta Y_j \langle m_{\text{BSE}} \rangle} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{\text{MESA}_{i,j}}} \Delta t_{\text{NULX}}^{k,l}}{N_{\text{MESA}_{i,j}} \Delta t_k} \times \frac{N_{\text{BSE}_{i,j}}}{N_{\text{BSE}}} \times \frac{1}{\langle m_{\text{BSE}} \rangle}. \quad (11)$$

Здесь $\Delta t_{\text{NULX}}^{k,l}$ — длительность стадии NULX l -й системы, $N_{\text{MESA}_{i,j}}$ и $N_{\text{BSE}_{i,j}}$ — число систем в ячейке $[X_i, Y_j]$ по сетке MESA и сетке BSE соответственно, $N_{\text{BSE}} = 10^7$ — число расчетных систем BSE, $\langle m_{\text{BSE}} \rangle \approx 0.44 M_{\odot}$ — средняя масса двойной с учетом начальной функции масс первичных компонентов и распределения по отношению масс компонентов. Полученное распределение на момент времени t_k сворачивается с историей звездообразования в модельной галактике (10)

и приводится в результатах расчетов для времени 14 млрд лет.

Для описания орбитальной эволюции ТДС на стадии потери вещества использовался формализм Собермана и др. (1997), согласно которому уравнение, связывающее потерю системой момента импульса и потерю вещества донором через внешнюю точку Лагранжа L_2 , имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{J}_{\text{ml}} = & [(\dot{M}_{2,w} + \alpha_{\text{mt}}(dM/dt)_{L1})M_1^2 + \\ & + (\dot{M}_{1,w} + \beta_{\text{mt}}(dM/dt)_{L1})M_2^2] \times \\ & \times \frac{a^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} + \\ & + \gamma_{\text{mt}} \delta_{\text{mt}}(dM/dt)_{L1} \sqrt{G(M_1 + M_2)a}. \end{aligned} \quad (12)$$

Безразмерные параметры α_{mt} , β_{mt} , δ_{mt} обозначают доли вещества, перетекающего через внутреннюю точку Лагранжа L_1 и теряемого ТДС из окрестностей донора, аккректора и копланарного околозвездного тороида с радиусом $\gamma_{\text{mt}}^2 a$ (через внешнюю точку Лагранжа L_2) соответственно. Таким образом, без учета звездного ветра от оптического компонента (т.е. пренебрегая $\dot{M}_{2,w}$), эффективность переноса вещества от донора к аккректору определяется как $f_{\text{mt}} = \min[1 - \alpha_{\text{mt}} - \beta_{\text{mt}} - \delta_{\text{mt}}, \frac{\dot{M}_{\text{Edd}}}{(dM/dt)_{L1}}]$. Здесь $\dot{M}_{\text{Edd}}$ — темп аккреции на НЗ, при котором достигается эддингтоновская светимость и начинается отток вещества, вызванный давлением излучения.

Данные наблюдений SS433 указывают на потерю массы из двойной системы как в виде квазисферического звездного ветра от сверхкритического аккреционного диска, так и через точку L_2 (см. обзор в работе Черепашука и др., 2020). Положение точки L_2 зависит от отношения масс компонентов системы и характеризуется величиной $\gamma_{\text{mt}}^2 \approx 1.2$, так что $\gamma_{\text{mt}} \approx 1.1$ можно принять в качестве минимально возможного значения при потере вещества через точку L_2 (см. рис. 1 в работе Черепашука и др., 2018). Недавние наблюдения потоков вещества вокруг системы SS433 с помощью оптического интерферометра VLTI GRAVITY (Вайсберг и др., 2019) свидетельствуют о значительно более эффективном уносе момента импульса из системы посредством околозвездного диска, соответствующем параметру $\gamma_{\text{mt}} \sim 5$ (Черепашук и др., 2019). В наших расчетах значение γ_{mt} было принято равным 3.0 в качестве компромисса между его значением в точке L_2 , равным 1.15 и $\gamma_{\text{mt}} \approx 5.0$, найденным для SS433 Черепашуком и др. (2019).

В наших расчетах задавались следующие безразмерные параметры, характеризующие эффективность переноса массы между компонентами ТДС при заполнении полости Роша

звездой M_2 : $\alpha_{\text{mt}} = 0.0$, $\beta_{\text{mt}} = 0.0$ на докритической стадии аккреции и $\beta_{\text{mt}} = ((dM/dt)_{L1} - \dot{M}_{\text{Edd}})/(dM/dt)_{L1}$ на сверхкритической стадии аккреции. В программе MESA величина $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{-8} (M/M_{\odot}) M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ задается для компактных объектов массы M без магнитного поля. В рассматриваемом нами случае в этой формуле следовало бы использовать $\dot{M}_{\text{cr}}$ вместо $\dot{M}_{\text{Edd}}$, т.е. считать орбитальную эволюцию ТДС с переносом вещества отдельно для каждого случая, что крайне затратно по времени. Для расчетов методом популяционного синтеза мы предпочли использовать фиксированную в коде MESA величину, т.е. использовали максимально возможное значение параметра β_{mt} . Отметим, что орбитальная эволюция более чувствительна к параметрам неконсервативности δ_{mt} и γ_{mt} , чем к параметру β_{mt} , который описывает джинсовскую моду потери массы системой при сверхкритической аккреции (см. подробнее Приложение).

Параметр неконсервативности из-за потери массы из системы через внешнюю точку Лагранжа L_2 был выбран равным $\delta_{\text{mt}} = 0.1$. Это значение мотивировано, в частности, наблюдениями изменения орбитальных периодов полуразделенных систем с обменом массой (см., например, Эрдем, Отцтюрк, 2014).

Для расчета магнито-вращательной эволюции НЗ были использованы формулы, подробно описанные, например, Липуновым и др. (2009).

После заполнения полости Роша донором темп перетекания вещества $(dM/dt)_{L1}$ через внутреннюю точку Лагранжа, как правило, очень быстро нарастает и начинает превосходить критический темп аккреции на НЗ $\dot{M}_{\text{cr}}$. При этом возможны два варианта дальнейшей эволюции. Несмотря на высокий темп перетекания вещества $(dM/dt)_{L1}$, достигающий в ряде случаев $\sim 10^{-2} - 10^{-1} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, эволюционная программа находит решения системы уравнений строения звезды, при которых последняя остается в пределах полости Роша и заканчивает эволюцию образованием белого карлика или гелиевой звезды (в зависимости от массы).³ Если же решение не находится и расчет обрывается, это означает, что радиус донора подолжает возрастать и система погружается в общую оболочку. В обоих случаях мы полагаем, что система является NULX на протяжении времени, когда аккреционная (рентгеновская) светимость источника превосходит $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$.

³ Двойная система с оптическим компонентом — звездой WR известна (Цуи и др. 2019), но природа аккретора пока не определена.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Примеры эволюционных треков MESA с NULX

Результаты расчетов длительности стадии дисковой аккреции с темпом выше $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ (нижняя оценка для потенциально возможных NULX в случае НЗ с малыми магнитными полями) для сетки моделей с начальными полуосьями $0.9 < \lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) < 3.5$ и массами доноров $0.75 - 50 M_{\odot}$ представлены на рис. 2 в координатах $M_2 - P_{\text{orb,ini}}$. Квадратами на этом рисунке отмечены системы, в которых стадия NULX заканчивается образованием общей оболочки. Два трека с параметрами, близкими к характеристикам наблюдаемых источников, приведены на рис. 3 и подробно описаны ниже. Кружками на рис. 2 обозначены системы, в которых на протяжении всей стадии NULX осуществляется устойчивый процесс переноса масс. Массы оптического компонента в таких системах $\lesssim 5 M_{\odot}$, в то время как известные NULX имеют массы $\gtrsim 5 M_{\odot}$. Пример эволюционного трека систем с устойчивым обменом масс приводится в Приложении (рис. 11).

В примере слева на рис. 3 исходная масса донора $3.5 M_{\odot}$, орбитальный период в момент заполнения донором полости Роша 5 сут, магнитный момент нейтронной звезды $\mu_0 = 4 \times 10^{31} \text{ Гс см}^3$. На верхней панели показано соотношение скорости потери массы донором (dM/dt) и орбитального периода системы. Цветом на кривой (шкала справа) обозначена масса донора. Зависимости альвеновского радиуса НЗ (R_A), радиуса коротации (R_{co}) и радиуса сферизации (R_s) от времени изображены на средней панели. На нижней панели показана временная эволюция периода вращения НЗ P^* , ее рентгеновской светимости L_X , рассчитанной по формулам (6) и (7) на стадиях до- и сверхкритической дисковой аккреции, а также скорости потери массы донором и аккреции на НЗ. Стадии докритической аккреции ограничены затененными областями. Величина $(dM/dt)_{\text{NS}}$ определяет пропускание магнитосферы на сверхкритической стадии и аккреционную светимость НЗ $L_X = 0.1(dM/dt)_{\text{NS}} c^2$. Критический темп аккреции $\dot{M}_{\text{cr}}$ рассчитывался по модели аккреционного диска (уравнение (1)).

Поскольку масса донора существенно превышает массу аккретора, темп перетекания вещества через внутреннюю точку Лагранжа $(dM/dt)_{L1}$ очень быстро начинает превышать критическую скорость аккреции на НЗ $\dot{M}_{\text{cr}}$. Средняя и нижняя левые панели рис. 3 наглядно иллюстрируют то, что система формально ($L_X > 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$) может проявлять себя как NULX, уже на непродолжительной стадии докритической аккреции на НЗ. Потеря

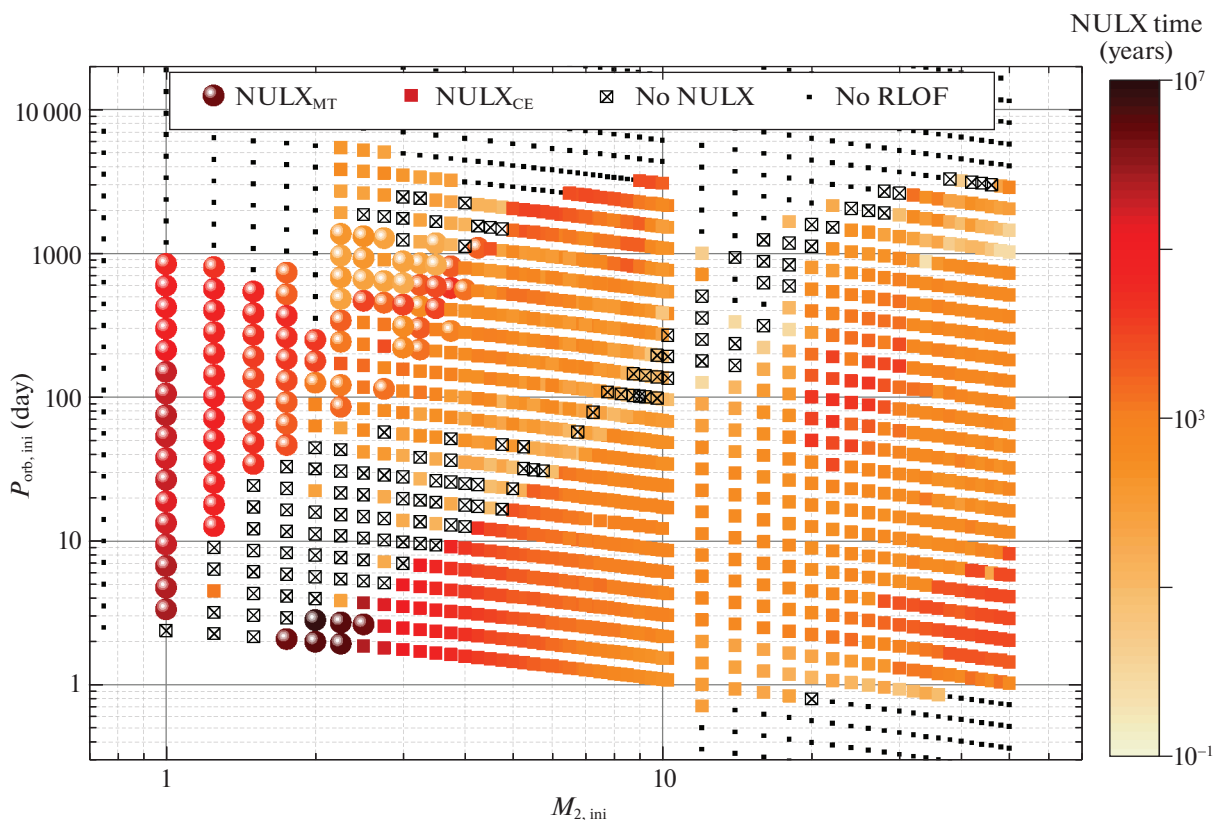


Рис. 2. Длительность стадии переноса масс с темпом выше $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ по расчетам MESA для сетки моделей систем с начальными полуосьми $0.9 < \lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) < 3.5$ и массами доноров $0.75\text{--}50 M_{\odot}$ в координатах $M_{2,\text{ini}} - P_{\text{orb,ini}}$. Черные точки — модели, в которых не происходит заполнение полости Роша. Перечеркнутые квадраты — системы, в которых не наступает стадия NULX. Круги — системы со стадией устойчивого переноса масс, квадраты — стадия NULX заканчивается общей оболочкой. Градацией цвета (шкала справа) отмечена длительность стадии NULX в годах.

массы донором и стадия NULX заканчивается образованием общей оболочки. В данном случае стадия NULX длится $\approx 40\,000$ лет.

Справа представлен пример трека оптической звезды с начальной массой $M_2 = 21.4 M_{\odot}$ и орбитальным периодом на момент заполнения полости Роша $P_{\text{orb}} = 564$ сут. Магнитное поле H3 то же, что и в примере слева на рис. 3. Для этой системы стадия NULX с рентгеновской светимостью выше $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ кратковременна (менее 1000 лет, см. среднюю и нижнюю панели справа) и также заканчивается с образованием общей оболочки. Отметим, что, в отличие от примера слева, период вращения H3 P^* на стадии аккреции (верхняя кривая на правой нижней панели) сначала возрастает до равновесного значения P_{eq} при возрасте системы 7.534 млн лет, а затем H3 ускоряется в соответствии с законом $P^* = P_{\text{eq}} \sim \dot{M}^{-6/7}$. В данном примере это связано с переходом H3 на стадию аккреции со стадии эжектора, минуя стадию пропеллера.

На рис. 4 показано положение оптических компонентов систем, находящихся на стадии NULX, на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. Очевидно, что

подавляющее большинство из них, несмотря на продолжительность этой стадии, не могут быть обнаружены современными средствами из-за малой светимости. Известные NULX имеют массы $\gtrsim 5 M_{\odot}$ (табл. 1). Светимость звезд такой массы близка к $500 L_{\odot}$. Таким образом, “обрезаются” звезды в самой населенной части диаграммы Герцшпрунга–Рассела. Вместе с тем рис. 4 показывает, что значительная часть звезд-доноров NULX должна быть красными (сверх)гигантами. Красным гигантом является, например, оптический компонент источника NGC300 ULX-1 (Хейда и др., 2019).

Модельная диаграмма $M_2 - P_{\text{orb}}$

Распределение численности систем — потенциальных предшественников NULX в момент заполнения донором полости Роша на диаграмме “масса оптического компонента — орбитальный период” $M_2 - P_{\text{orb}}$, рассчитанное для 10^7 двойных систем по программе BSE, приведено на верхней панели рис. 5. Дефицит систем с массами $(12\text{--}14) M_{\odot}$ и $\lg(P/\text{сут}) \gtrsim 1.6$ связан с переходом от доноров —

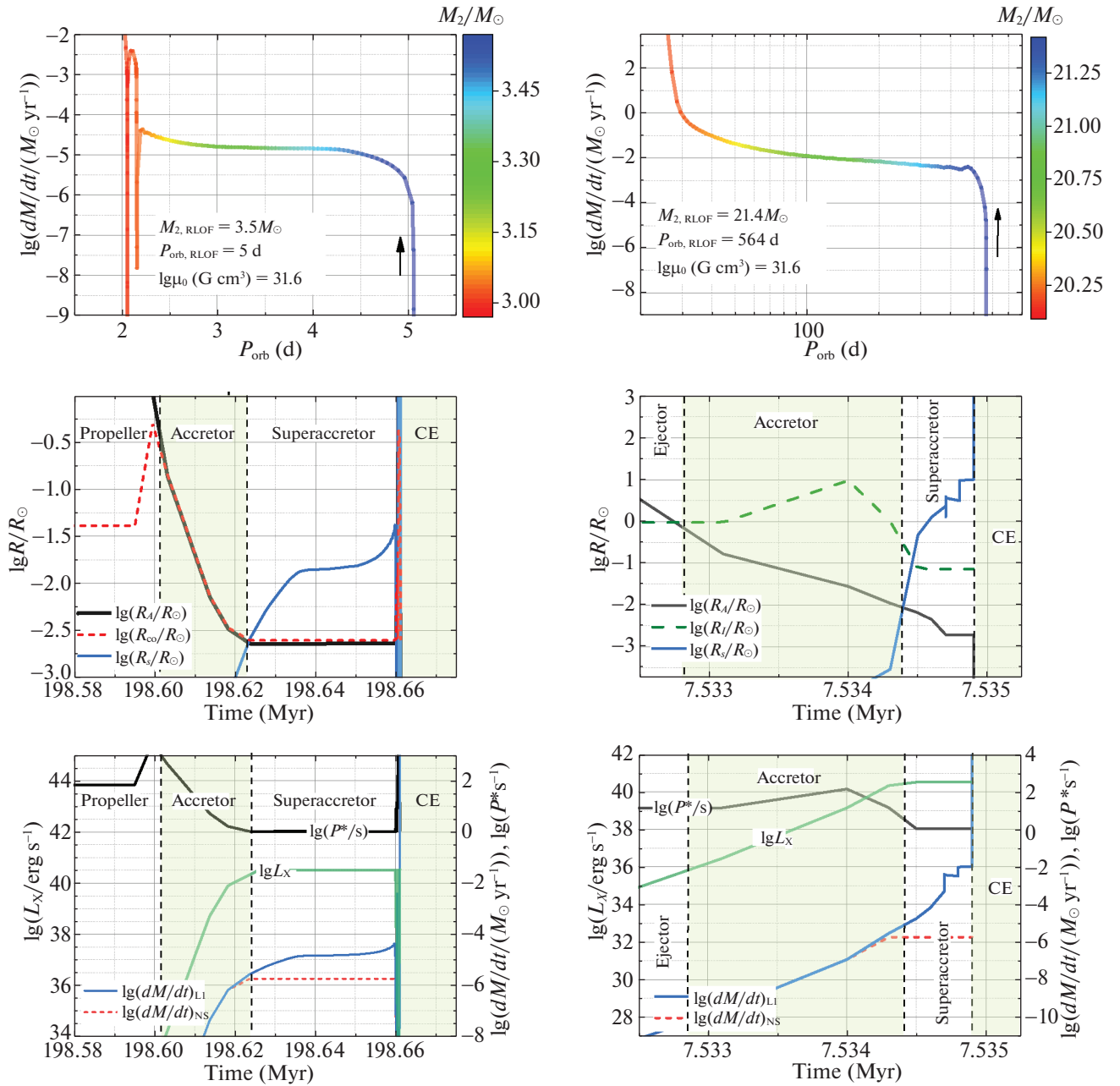


Рис. 3. Примеры эволюционных треков на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции на НЗ, рассчитанных по программе MESA. Слева в системе “звезда ГП ($M_2 = 3.5 M_\odot$) + НЗ” орбитальный период в момент заполнения полости Роша $P_{\text{orb}} = 5$ сут. Справа масса донора в момент заполнения полости Роша $M_2 = 21.4 M_\odot$, орбитальный период $P_{\text{orb}} = 580$ сут. В обоих случаях эволюция заканчивается образованием систем с общей оболочкой. Подробнее см. текст.

звезд ГП к донорам — красным гигантам; ранее аналогичный дефицит, но для несколько менее массивных систем, был отмечен в работе Фрагоса и др. (2015).

Свертка вероятности образования ТДС из звезд с массой M_2 на грани заполнения полости Роша и НЗ, рассчитанная на одну массу Солнца по программе BSE (верхняя панель рис. 5), с длительностью стадии NULX, рассчитанной по сетке моделей программой MESA и историей звездообразования

(10), дает ожидаемое число NULX на одну массу Солнца в модельной галактике (нижняя панель рис. 5). На нижней панели выделяются две группы источников — с массами оптических компонентов в несколько масс Солнца и орбитальными периодами до десяти дней, и с массой порядка 20 масс Солнца и периодами от нескольких десятков до примерно 100 дней. Примеры эволюционных треков, попадающих в эти области диаграммы, были описаны выше и представлены на рис. 3. Стадии

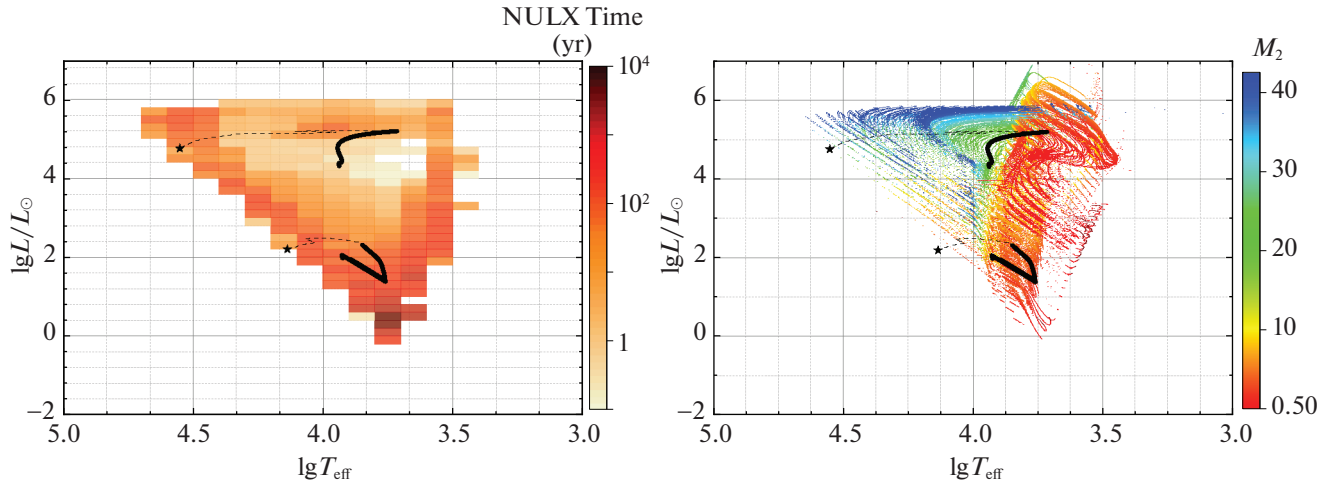


Рис. 4. Положение оптических компонентов M_2 на диаграмме Герцшпрунга–Рассела на стадии NULX. На левой панели в цветной шкале показано распределение источников по продолжительности стадии NULX. На правой панели цвет точек отражает массу оптического компонента. Черными линиями нанесены треки звезд с массами 3.5 и $21.4 M_\odot$, примеры эволюции которых приведены на рис. 3, на стадии заполнения полости Роша. Сплошные сегменты линий обозначают стадии, на которых ТДС являются NULX.

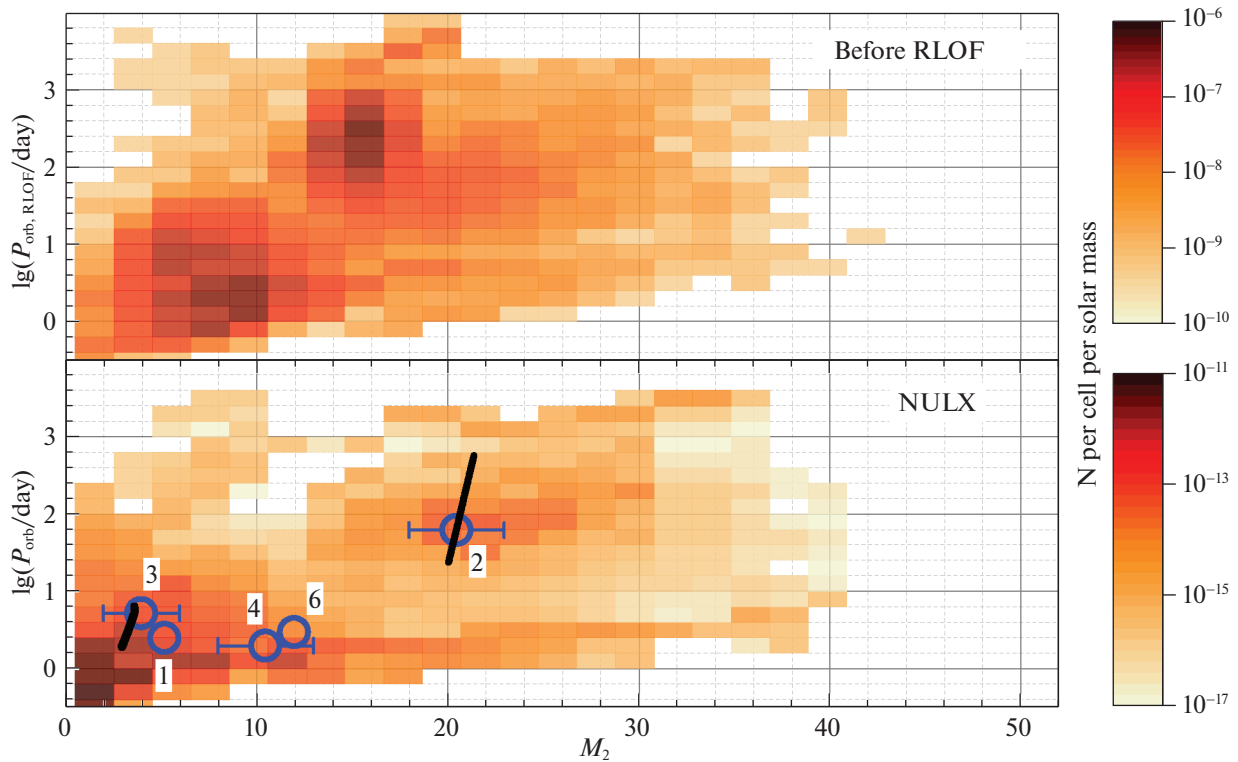


Рис. 5. Модельная диаграмма “масса оптической звезды M_2 — орбитальный период P_{orb} ”. Верхняя панель: распределение числа ТДС с НЗ на начало заполнения донорами полости Роша, полученное в результате расчета 10^7 треков двойных систем по программе BSE с учетом распределений по начальным параметрам систем (см. текст). Градации цвета — нормированное на массу Солнца число систем. Нижняя панель: распределение числа NULX, нормированное на массу Солнца в модельной галактике, полученное сверткой частоты формирования их предшественников (программа BSE, верхняя панель) с длительностью стадии NULX (программа MESA, см. рис. 2) и историей звездообразования (формула (10)), через 14 млрд. лет после начала звездообразования в модельной галактике. Величина магнитного поля НЗ определяется по формуле (9) со средним значением $\mu_0 = 10^{31.6}$ Гс см³. Кружки — квазистационарные источники из табл. 1. Черные кривые — сегменты модельных треков с рис. 3 на стадии NULX.

NULX для этих источников отмечены жирными черными линиями. Видно, что положение наблюдаемых источников 2 и 3 из табл. 1 близко к модельным трекам, приведенным на левой и правой панели рис. 3 соответственно.

Диаграмма $L_X - P^*$ для аккрецирующих НЗ

Модельные диаграммы “рентгеновская светимость L_X — период вращения НЗ $P^* = P_{\text{eq}}$ ” для НЗ на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции показаны на рис. 6 (левый столбец панелей). Градации цвета на рисунке — число систем в расчете на одну массу Солнца. Представлены результаты расчетов для трех моделей: дисковой аккреции на НЗ с логнормально распределенным магнитным полем со средним значением момента $\lg \mu_0 = 30.6$ Гс см³, соответствующим магнитному полю на поверхности НЗ с радиусом 12 км $B_0 \approx \approx 5 \times 10^{12}$ Гс (верхняя панель), той же модели, но для величины магнитного поля НЗ на порядок большей ($\lg \mu_0 = 31.6$ Гс см³, $B_0 \approx 5 \times 10^{13}$ Гс, средняя панель) и модели адвекционных дисков вокруг НЗ со средним магнитным полем $\lg \mu_0 = 31.6$ Гс см³ (нижняя панель). Пунктирные линии, помеченные значениями магнитных моментов НЗ, соответствуют зависимостям (4) равновесного периода вращения НЗ P_{eq} для докритической дисковой аккреции от темпа аккреции (рентгеновской светимости). Считается, что при медленном эволюционном изменении темпа аккреции вращение НЗ успевает подстраиваться под равновесное значение и $P^* = P_{\text{eq}}(L_X)$, так что эволюция периода вращения НЗ происходит вдоль этих линий. Пунктирная прямая $(dM/dt)_{\text{cr}}$ соответствует достижению критического темпа аккреции $\dot{M}_{\text{cr}}$ (рентгеновской светимости от НЗ L_X по формуле (7)), так что источники вдоль этой линии и справа от нее находятся на стадии сверхкритической аккреции. Кружки и звездочки, помеченные цифрами как в табл. 1, показывают положение наблюдаемых квазистационарных (persistent) и транзитных источников NULX. Красным квадратом отмечено положение сверхкритического NULX с исходными массой донора и орбитальным периодом как в примере слева на рис. 3. На панелях справа показаны результаты расчетов по программе MESA для этого источника (период НЗ, рентгеновская светимость, темп перетекания через точку L_1 и темп аккреции на НЗ) для магнитного поля НЗ $\mu = 10^{30.6}$ и $10^{31.6}$ Гс см³ и моделей аккреционного (верхняя и средняя панели) и адвекционного (нижняя панель) дисков. Преобладающую часть времени заполнения донором полости Роша такие источники находятся на стадии сверхкритической аккреции.

Распределения параметров модельных NULX

В наших расчетах NULX составляют подмножество НЗ на стадии дисковой аккреции в ТДС со светимостью $L_X > 10^{39}$ эрг с⁻¹. Их распределения по наблюдаемым параметрам — массе оптической звезды-донора M_2 , периоду вращения НЗ P^* , рентгеновской светимости L_X и орбитальному периоду ТДС P_{orb} — представлены в виде цветowych двумерных диаграмм на рис. 7–9 для тех же трех моделей, что и на рис. 6. Градации цвета — число систем в расчете на одну массу Солнца в модельной галактике с историей звездообразования (10) и возрастом 14 млрд лет. Как и на рис. 6, кружки и звездочки показывают положение наблюдаемых квазистационарных и транзитных NULX. На правой нижней панели построены функции рентгеновской светимости NULX (дифференциальная $dN/d\lg L_X$ и кумулятивная $N(>L_X)$). Как показывает анализ наблюдений (Минео и др., 2012; Сазонов, Хабибуллин, 2017), число массивных рентгеновских двойных систем (НМХВ) в галактиках пропорционально темпу звездообразования SFR. Поэтому на шкале справа представлена нормировка наших расчетов на средний темп звездообразования в модельной галактике (10) в возрасте 13–14 млрд лет, $\langle \text{SFR} \rangle = 5 M_\odot \text{ год}^{-1}$. При этом масса звездного диска $10^{11} M_\odot$ соответствует $\text{SFR} \approx \approx 7 M_\odot \text{ год}^{-1}$.

Видно, что даже при консервативных предположениях о характере дисковой аккреции и стандартном среднем магнитном поле НЗ (рис. 7) модель воспроизводит наблюдаемое положение квазистационарных NULX (кружки на рисунке). Отметим, что большинство источников объясняется дисковой аккрецией на НЗ с магнитным полем в диапазоне $10^{12} < B < 10^{14}$ Гс (см. диаграмму $L_X - P^*$ в середине правой колонки). Только один источник (NGC5907 ULX1) попадает в область сверхкритической дисковой аккреции на НЗ с магнитным полем $\sim 10^{13}$ Гс. Отметим также, что транзитные NULX (звездочки), светимость которых достигает сверхэддингтоновских значений только во время вспышек, в спокойном состоянии с низкой рентгеновской светимостью попадают в наиболее плотно заселенную область систем на рис. 6.

Увеличение среднего магнитного поля НЗ до $\sim 10^{13}$ Гс (рис. 8) увеличивает равновесные периоды НЗ (формулы (4), (5)), а также увеличивает предельные рентгеновские светимости (7), продлевая функцию рентгеновской светимости для ярчайших источников за 10^{41} эрг с⁻¹. Сверхкритические адвекционные диски с высоким темпом аккреции

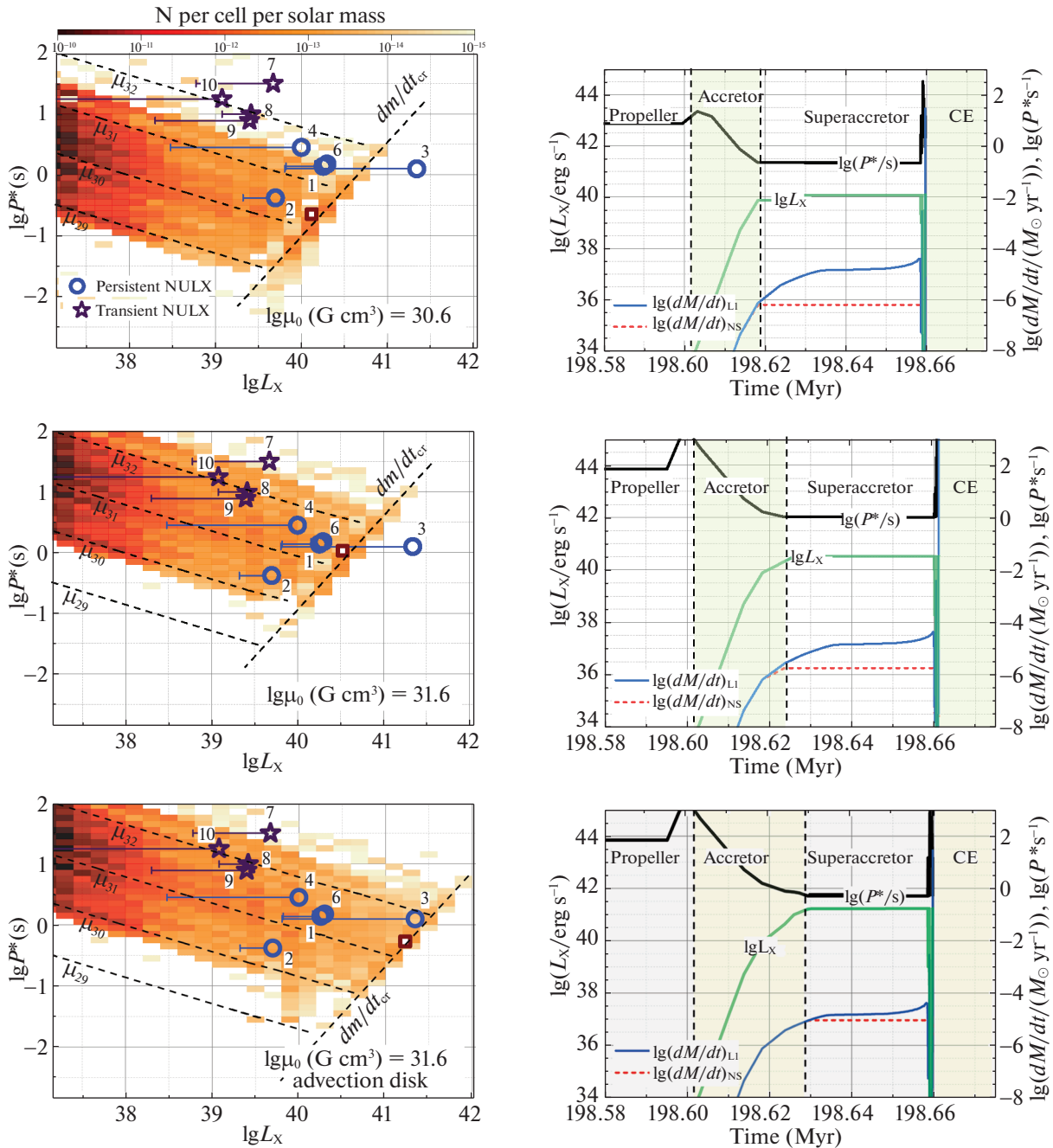


Рис. 6. Распределение НЗ на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции по периодам вращения и рентгеновской светимости. Вверху слева: распределения для модели с авторегулировкой аккреционного диска на стадии сверхкритической аккреции. Величина магнитного поля НЗ определяется по формуле (9) со средним значением $\mu_0 = 10^{30.6}$ Гс см³. В середине слева: то же для среднего магнитного момента $\mu_0 = 10^{31.6}$ Гс см³. Внизу слева: то же для адвекционной модели сверхкритического диска и $\mu_0 = 10^{31.6}$ Гс см³. Наблюдаемые NULX показаны открытыми кружками и обозначены цифрами как в табл. 1. Открытый квадрат — модельный сверхкритический источник с исходной массой и орбитальным периодом как на примере на левой панели рис. 3, но с различным магнитным полем или в различных моделях. Справа: характеристики модельных треков для того же NULX, но для различных значений магнитного поля НЗ и моделей диска (аккреционного — сверху и в середине, адвекционного — внизу).

(8) увеличивают предельно возможную аккреционную светимость NULX выше $\sim 10^{41}$ эрг с⁻¹, однако рентгеновская светимость таких источников может быть ниже этого значения (см. обсуждение предельно возможных светимостей в модель-

ных аккреционных колонках в работе Муштуков и др., 2017). Отметим, однако, что предполагаемая структура аккреционных течений слабо влияет на положение модельных источников на диаграмме “масса оптической звезды—орбитальный период”.

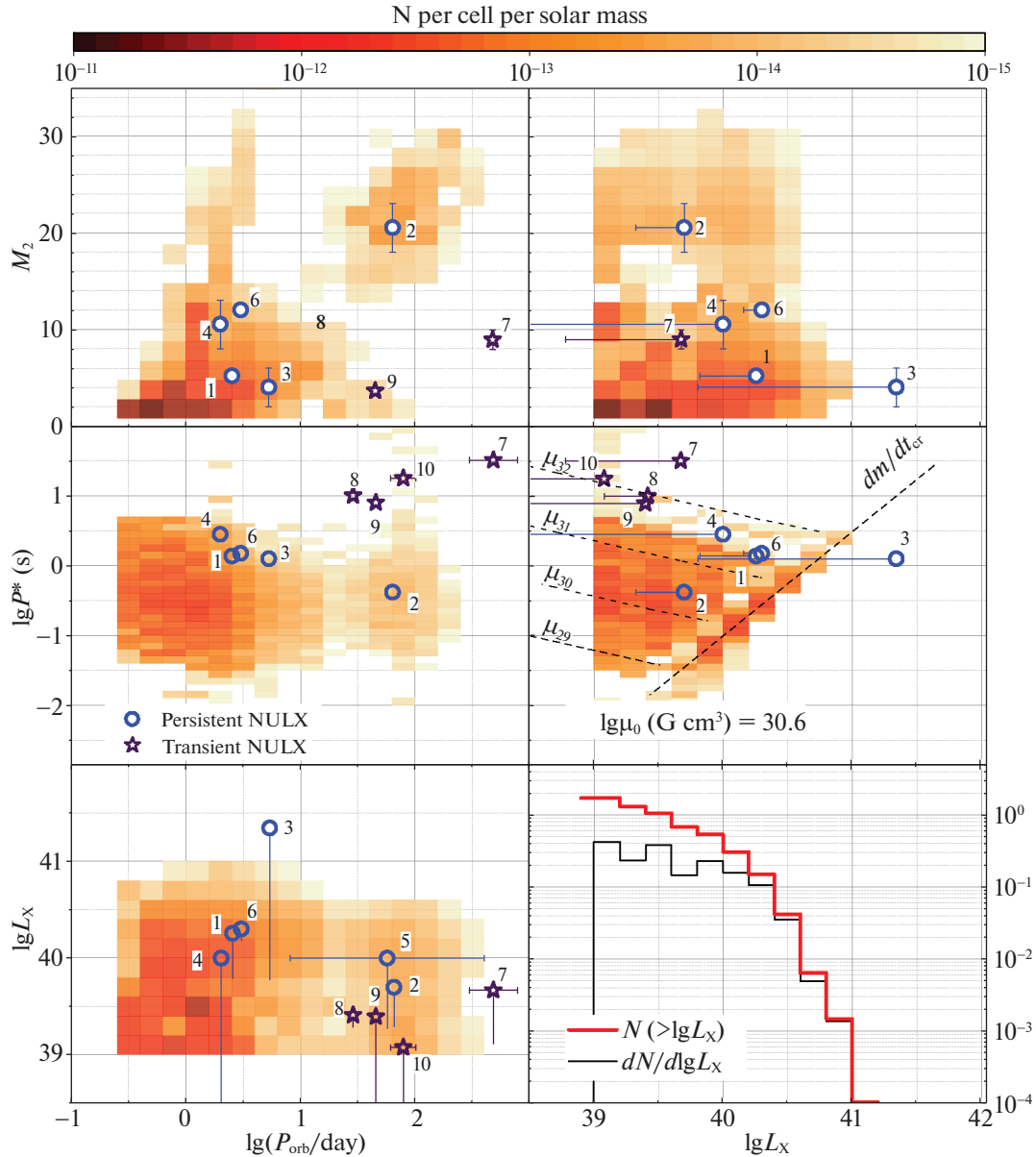


Рис. 7. Модельные распределения NULX — намагниченных НЗ в ТДС на стадии аккреции и сверхкритической дисковой аккреции (левее и правее линии $(dM/dt)_{\text{cr}}$, соответственно, на средней правой панели) на диаграммах (панели сверху вниз — слева направо): $M_2 - \lg P_{\text{orb}}$, $\lg P^* - \lg P_{\text{orb}}$, $\lg L_X - \lg P_{\text{orb}}$, $\lg M_2 - \lg L_X$, $\lg P^* - \lg L_X$. Нижняя правая панель — кумулятивная $N(>L_X)$ и дифференциальная $dN/d\lg L_X$ функции рентгеновской светимости NULX. Нормировка на темп звездообразования $5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ для модельной скорости звездообразования в современную (14 млрд лет) эпоху, шкала справа. Градации цвета (шкала сверху) — число источников в ячейке на массу Солнца. Среднее значение магнитного момента НЗ $\lg \mu_0 = 30.6 \text{ Гс см}^3$.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

После открытия первых пульсирующих ULX (Бакетти и др., 2014) стало ясно, что аккрецирующие НЗ могут составлять значительную часть популяции ULX (см., например, Колиопанос и др., 2017; Уолтон и др., 2018). Модельные расчеты методом популяционного синтеза подтверждают это предположение, однако проводились они без учета магнитного поля НЗ. Как показано в настоящей работе, аккреция на намагниченные НЗ естествен-

ным образом воспроизводит наблюдаемые характеристики NULX без привлечения дополнительных гипотез о коллимации рентгеновского излучения от аккрецирующих НЗ (ср. Викторovich и др., 2017).

Мы использовали для расчетов гибридный метод популяционного синтеза, в котором потенциальные предшественники представляющих интерес объектов (NULX в нашем случае) выявляются на основе расчетов большого (десятки миллионов) числа двойных систем с заданными начальными распределениями по исходным параметрам

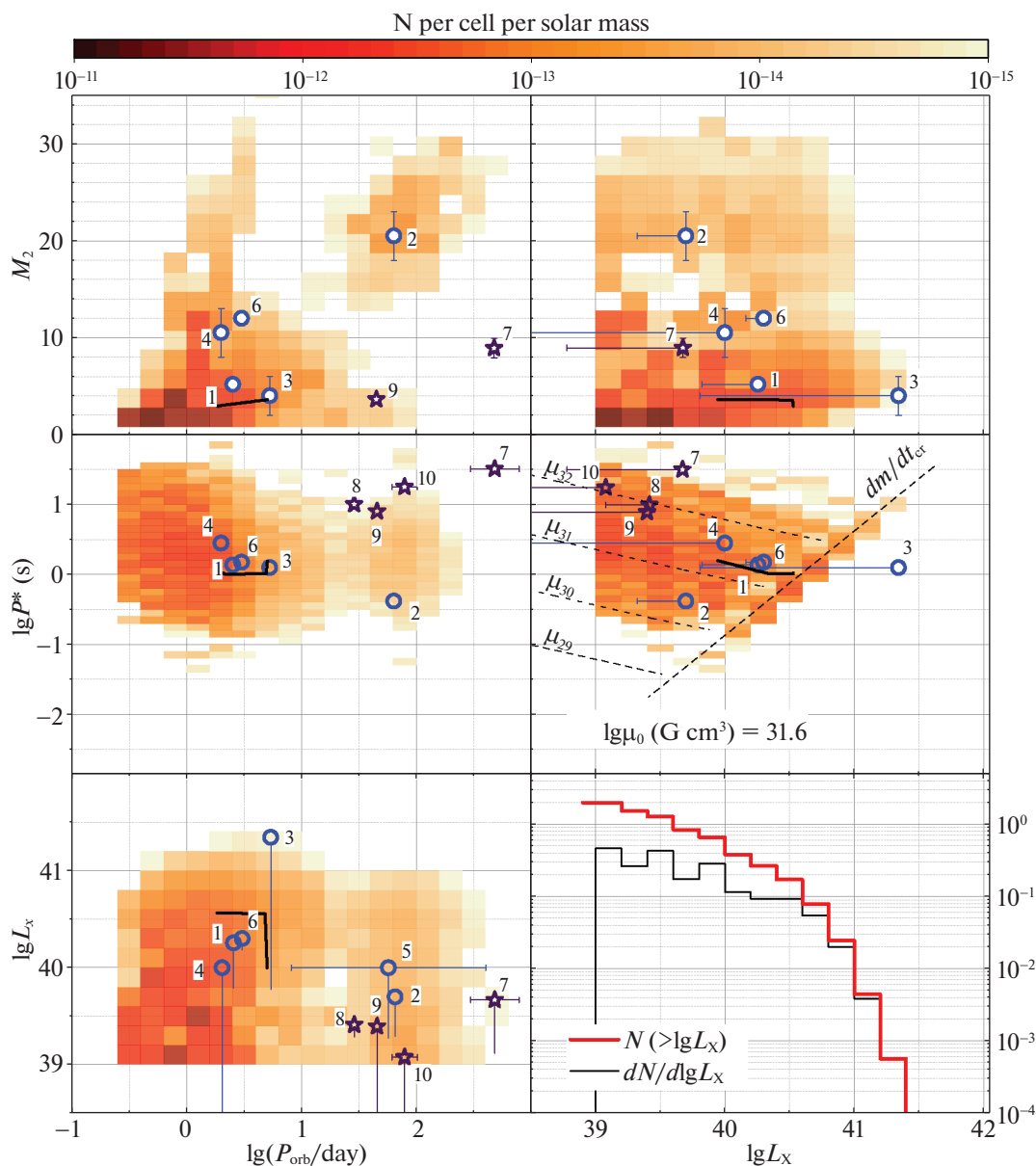


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для среднего магнитного момента НЗ $\lg \mu_0 = 31.6$ Гс см³. Черными линиями отмечен модельный трек ТДС с исходной массой звезды M_2 и орбитальным периодом P_{orb} как на примере слева из рис. 3.

быстрой аналитической программой популяционного синтеза BSE (Харли и др., 2002), а стадии с потерей вещества рассчитываются по сетке моделей, построенных по эволюционной программе MESA (Пакстон и др., 2011) с аккуратным учетом эволюции звезд и физических процессов переноса массы в ТДС. Новизна наших расчетов заключается в детальном рассмотрении возможной светимости при дисковой аккреции на замагниченные НЗ. При высоких темпах аккреции сверхэддингтоновские светимости $L_X > 10^{38}$ эрг с⁻¹ достигаются еще на стадии докритической аккреции в диске, а сверхкритическая стадия начинается только после достижения локальной эддингтоновской светимости на внутренней границе диска, ограниченного

магнитосферой НЗ ($R_A > R_{\text{NS}}$). Неудивительно, что для НЗ с магнитным полем $10^{12} - 10^{14}$ Гс в стандартной модели эволюции ТДС естественным образом реализуются докритические светимости до $10^{40} - 10^{41}$ эрг с⁻¹ (рис. 6).

Существенным фактором, определяющим характеристики стадии аккреции на НЗ (длительность, темп аккреции, возможность образования общей оболочки), является параметр неконсервативности γ (безразмерный момент импульса, уносимый веществом через внешнюю точку Лагранжа L_2 из ТДС). Мы предполагали умеренное значение доли потери массы таким способом ($\delta_{\text{mt}} = 0.1$). Расчеты с минимально возможным значением $\gamma_{\text{mt}} = 1.15$, однако, не воспроизводят орби-

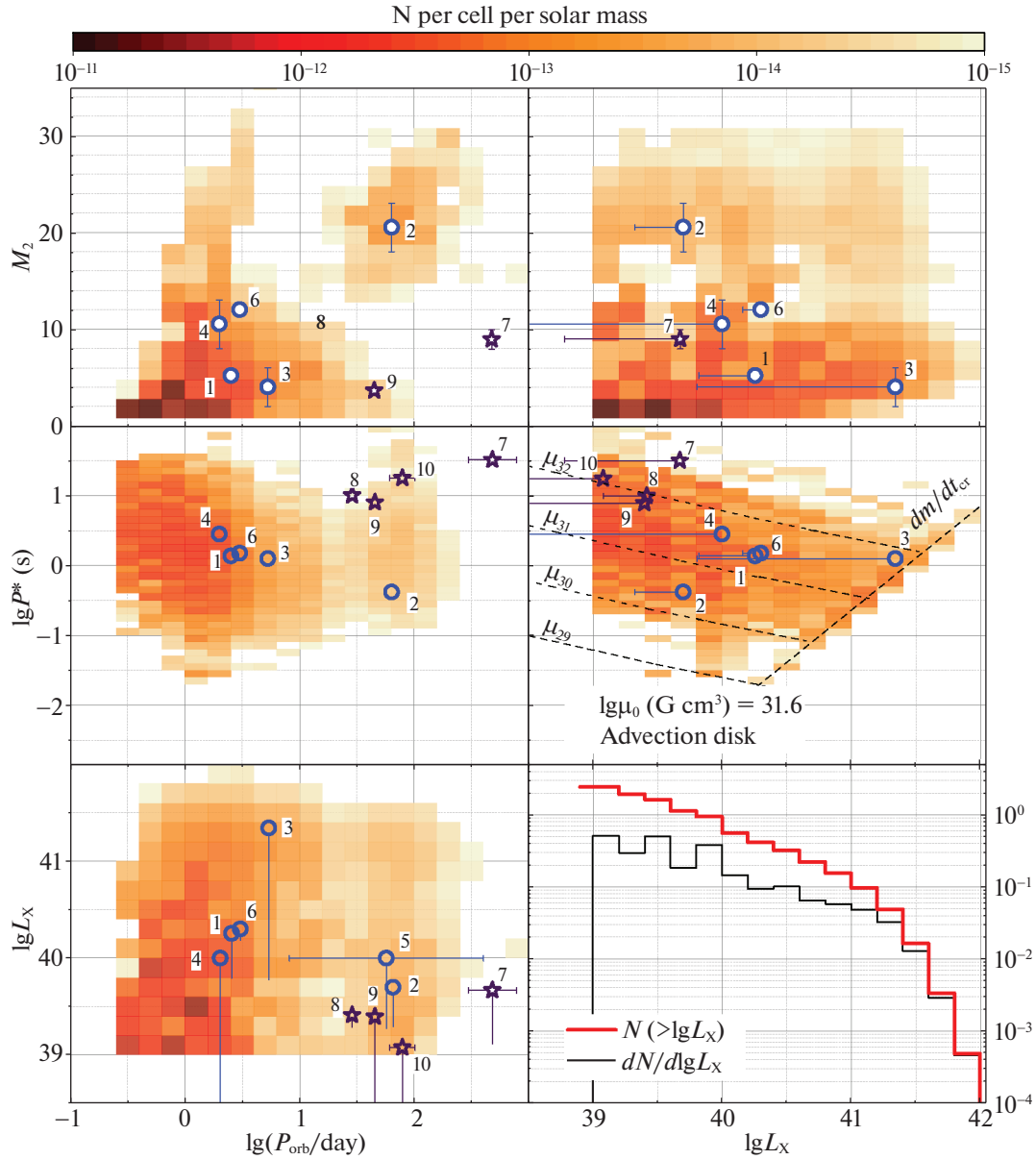


Рис. 9. То же, что на рис. 7 в модели адвекционного диска вокруг замагниченных НЗ (Чашкина и др., 2019) для среднего магнитного момента НЗ $\lg \mu_0 = 31.6$ Гс см³.

тальные периоды наблюдаемых NULX. Принятый же нами параметр $\gamma_{\text{int}} = 3$ (что почти вдвое меньше значения, выводимого из наблюдений SS433, см. Черепашук и др. (2019)) приводит к удовлетворительному согласию результатов расчетов с положением наблюдаемых NULX на диаграммах $P^* - L_X$, $P^* - P_{\text{orb}}$, $P_{\text{orb}} - L_X$, $M_2 - P_{\text{orb}}$ и $M_2 - L_X$ (см. рис. 7–9) для различных моделей аккреции и значений среднего магнитного поля НЗ.

Хотя для полноты картины мы нанесли звездочками на диаграмму $P^* - L_X$ положение транзитных NULX, их эволюция, разумеется, отличается от эволюции квазистационарных источников — во время вспышек такие источники быстро перемещаются горизонтально на этой диаграмме, их период

вращения отражает равновесный период НЗ на стадии в спокойном состоянии, в котором они в основном находятся. В зависимости от амплитуды вспышки, транзитные NULX могут перемещаться, например, из густозаселенной области стационарных НЗ, аккрецирующих из диска или даже из квазисферического звездного ветра (см. расчеты в работе Постнова и др., 2019).

Помимо стандартных аккреционных дисков, мы использовали модель адвекционных сверхкритических дисков (Липунова, 1999; Чашкина и др., 2019), которая допускает еще больший критический темп аккреции на НЗ (формула (8) и нижняя панель на рис. 6), хотя рентгеновские светимости выше 10^{41} эрг с⁻¹ от аккреционных колонок теор-

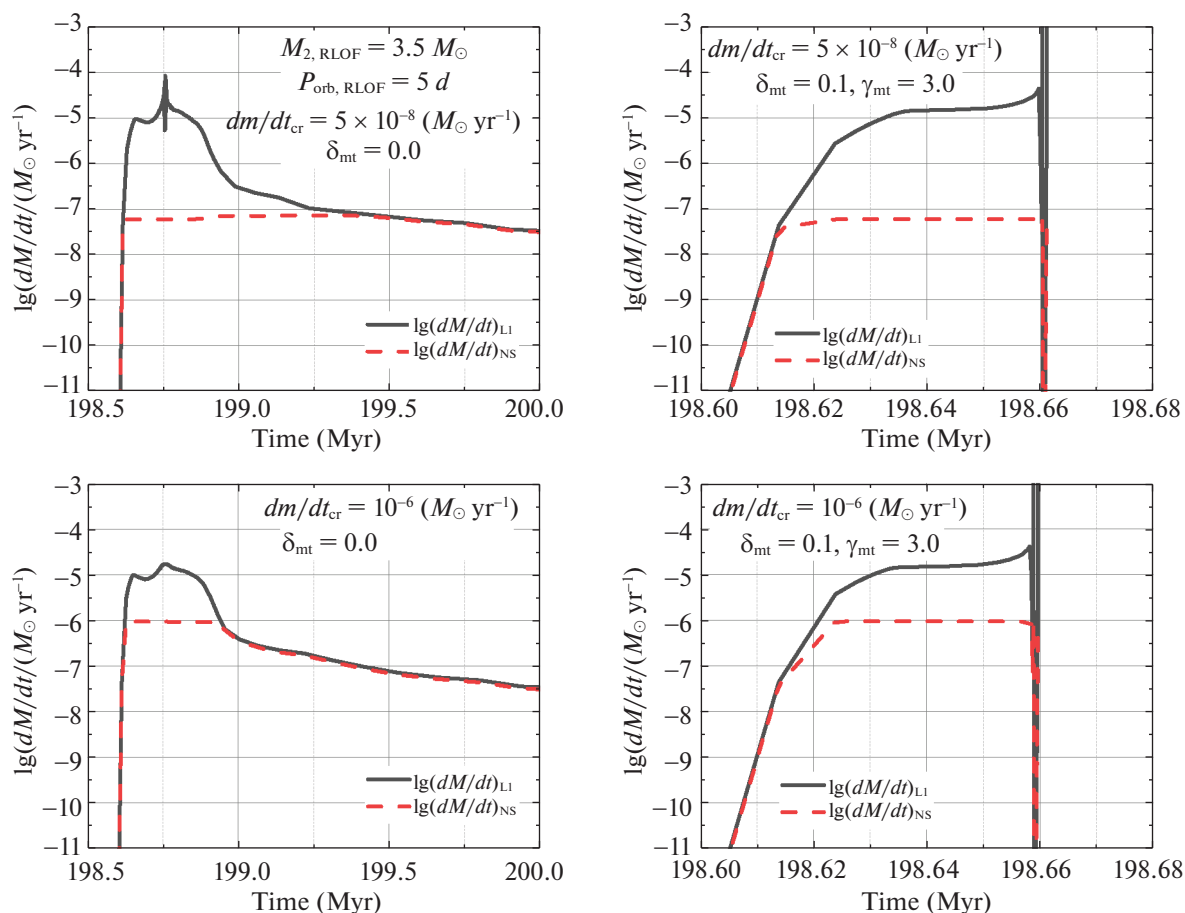


Рис. 10. Примеры эволюционных треков MESA при различных предположениях о параметрах неконсервативной эволюции (подробнее см. текст).

ретически дискуссионны (Муштуков и др., 2017). Дальнейшие наблюдения NULX со сверхвысокими светимостями были бы важны для выбора моделей возможных аккреционных течений до и после проникновения в магнитосферу НЗ.

Кроме объяснения наблюдаемых рентгеновских светимостей и периодов вращения НЗ, рассчитанные нами модели ТДС одновременно объясняют и положение NULX с известными орбитальными периодами и оценками масс оптических компонентов (рис. 7–9). Как показывает функция светимости, приведенная на правой нижней панели этих рисунков, в модельной галактике с выбранной историей звездообразования (10) и массой тонкого диска порядка его массы в Млечном Пути или, эквивалентно, с современным темпом звездообразования $3\text{--}5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ может быть несколько NULX со светимостью до $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$. Отметим, что для популяции NULX в модельной спиральной галактике предпочтительнее оказываются распределения НЗ с более высоким средним магнитным полем $\sim 5 \times 10^{13} \text{ Гс}$, чем следует из анализа популяции радиопульсаров (Фоше-Жигьер, Каспи, 2006) (рис. 8 и 9), хотя делать выводы о магнитных полях

НЗ только на основании моделей популяционного синтеза, конечно, слишком смело.

Общий вывод работы. Рассмотрение стандартной эволюции двойных звезд с детальной трактовкой стадии потери вещества в ТДС с компонентом — НЗ на основе программы MESA — позволяет количественно объяснить наблюдаемые популяции NULX в спиральных галактиках как замгниченных НЗ на стадии дисковой аккреции без предположения о сильной коллимации рентгеновского излучения. Наиболее интересны с физической точки зрения могут быть источники с высокой рентгеновской светимостью на стадии сверхкритической аккреции. У подобных источников должны наблюдаться мощные истечения от сверхкритических аккреционных дисков, формирующие оболочки и туманности вокруг систем. Подтверждением этого может быть обнаружение оптически толстых потоков вещества от Swift J0243 (Тао и др., 2019) и расширяющейся туманности вокруг NGC 5907 ULX-1 (Бельфиоре и др., 2020). Примечание при корректуре. Чандра и др. (2020) сообщили об открытии транзитного источника RX J0209.6 $\times$ 7427 со светимостью $1.6 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$.

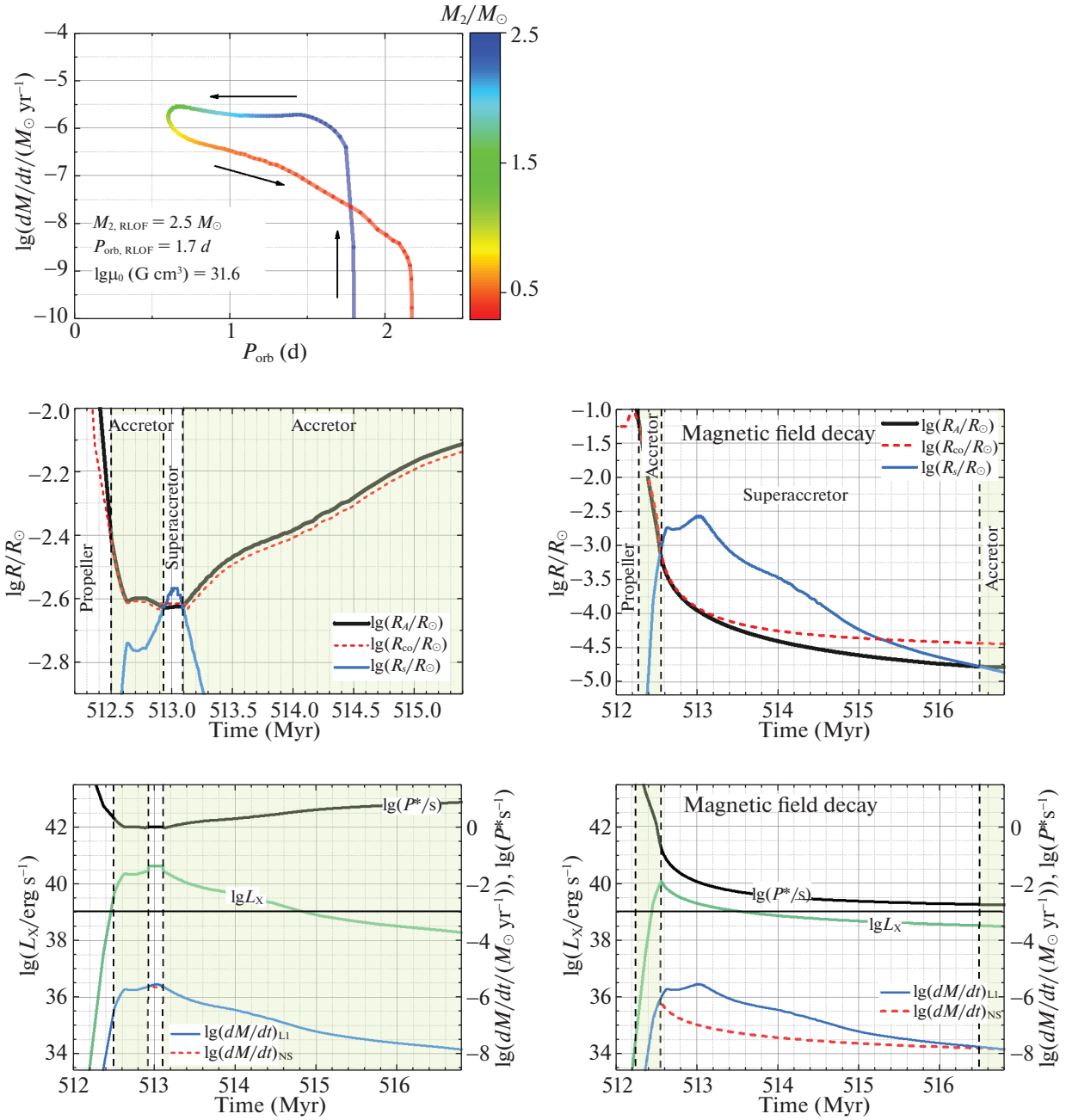


Рис. 11. Пример эволюционного трека на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции на НЗ, рассчитанного по программе MESA. В системе “звезда ГП ($M_2 = 2.5 M_\odot$) + НЗ” орбитальный период в момент заполнения полости Роша $P_{\text{orb}} = 2.75$ сут. Слева: без затухания магнитного поля НЗ. Справа: с экспоненциальным затуханием магнитного поля НЗ при аккреции.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕКОНСЕРВАТИВНОГО ОБМЕНА МАСС

На рис. 10 приведены результаты расчетов эволюции по программе MESA для системы из примера на рис. 3 для различных предположений о характере перетекания при заполнении полости Роша оптической звездой. Колонки справа —

примеры эволюции без потери массы из системы через внешнюю точку Лагранжа L_2 (параметр $\delta_{\text{mt}} = 0$). Колонки слева — расчеты с принятыми в настоящей статье предположениями о доле потери вещества из системы через точку L_2 , $\delta_{\text{mt}} = 0.1$, и безразмерном удельном моменте импульса в диске вокруг двойной системы, $\gamma_{\text{mt}} = 3$. Верхние рисунки — расчеты для принятого в MESA стандартного значения критического темпа аккреции $\dot{M}_{\text{cr}} = \dot{M}_{\text{Edd}}$, по превышении которого начинается

изотропный ветер от компактного объекта (красная кривая). Нижние рисунки — расчет для критического темпа аккреции для начала изотропного ветра в программе MESA, положенном равным $\dot{M}_{cr} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Видно, что параметры неконсервативности δ_{mt} , γ_{mt} значительно существеннее, чем параметр $\beta_{mt} = ((dM/dt)_{L1} - \dot{M}_{cr}) / (dM/dt)_{L1}$, зависящий от принятого значения $\dot{M}_{cr}$. Неконсервативный отток вещества через диск вокруг двойной системы приводит к образованию общей оболочки и сокращает длительность возможной стадии NULX.

ПРИМЕР ТРЕКА С УСТОЙЧИВЫМ ПЕРЕНОСОМ ВЕЩЕСТВА НА СТАДИИ NULX

На рис. 11 представлен эволюционный трек системы с массой оптической звезды $M_2 = 2.5 M_{\odot}$ и орбитальным периодом на момент заполнения полости Роша $P_{orb} = 2.75$ сут. Показаны те же параметры, что и на рис. 3. На стадии устойчивого переноса вещества НЗ находится в основном на стадии аккреции. Стадия с общей оболочкой не наступает, орбитальный период системы достигает минимального значения и затем увеличивается. Эволюция заканчивается образованием системы НЗ + гелиевый белый карлик. Стадия NULX длится свыше 2 млн лет. Этого времени достаточно, чтобы началось затухание магнитного поля НЗ из-за аккреции вещества. Справа на рис. 11 представлен тот же эволюционный трек с учетом модельного затухания магнитного поля по формуле (Ословски и др., 2011)

$$\mu(t) = (\mu_0 - \mu_{min}) \times \exp \left[-\frac{\Delta M}{0.025 M_{\odot}} \right] + \mu_{min},$$

где ΔM — аккрецируемая масса, $\mu_{min} = 10^{26} \text{ Гс см}^3$ — минимальный магнитный момент НЗ. Видно, что затухание магнитного поля приводит к уменьшению радиуса магнитосферы и соответствующему уменьшению $\dot{M}_{cr} \sim R_A \sim \mu^{4/7}$ и рентгеновской светимости. При этом длительность стадии NULX (нижняя правая панель) также уменьшается вдвое. Отметим также, что НЗ с затухающим магнитным полем находится в основном на стадии сверхкритической аккреции. Разумеется, ввиду большой неопределенности в вопросе количественных параметров затухания магнитного поля НЗ этот пример следует воспринимать как указание на тенденцию к уменьшению светимости и числа NULX в системах с маломассивными компонентами $M_2 \lesssim 3 M_{\odot}$.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 19-12-00229). Работа А.Г. Куранова и К.А. Постнова выполнена

при поддержке Научной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”. Л.Р. Юнгельсон частично поддержан грантом РФФИ 19-07-01198. Авторы признательны Г.В. Липуновой за полезные дискуссии и рецензентам за замечания, позволившие улучшить представление результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакетти и др. (M. Bachetti et al.), *Nature* **514**, 202 (2014).
2. Баско, Сюняев (M. Basko and R. Sunyaev), *MNRAS* **175**, 395 (1976).
3. Бельфиоре и др. (A. Belfiore et al.), *Nat. Astron.* **4**, 147 (2020).
4. Брайтмен и др. (M. Brightman et al.), *Nat. Astron.* **2**, 312 (2018).
5. Брайтмен и др. (M. Brightman et al.), *Astrophys. J.* **895**, 127 (2020).
6. Василопулос и др. (G. Vasilopoulos et al.), *MNRAS* **491**, 4949 (2020).
7. Веббинк (R.F. Webbink), *Astrophys. J.* **277**, 355 (1984).
8. Вайсберг и др. (I. Waisberg et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A47 (2019).
9. Викторович и др. (G. Wiktorowicz et al.), *Astrophys. J.* **846**, 17 (2017).
10. Викторович и др. (G. Wiktorowicz et al.), *Astrophys. J.* **875**, 53 (2019).
11. Джакоббo, Мапелли (N. Giacobbo and M. Mapelli), *MNRAS* **480**, 2011 (2018).
12. Голяш, Нельсон (J. Goliash and L. Nelson), *Astrophys. J.* **809**, 80 (2015).
13. Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 513 (2017) [S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **43**, 464 (2017)].
14. Гризе и др. (F. Grisé et al.), *Astron. Astrophys.* **486**, 151 (2008).
15. де Коол (M. de Kool), *Astrophys. J.* **358**, 189 (1990).
16. Жан и др. (Y. Zhang et al.), *Astrophys. J.* **879**, 61 (2019).
17. Ирншоу и др. (H.P. Earnshaw et al.), *MNRAS* **483**, 5554 (2019).
18. Израэль и др. (G.L. Israel et al.), *MNRAS* **466**, L48 (2017a).
19. Израэль и др. (G.L. Israel et al.), *Science* **355**, 817 (2017b).
20. Карпано и др. (S. Carpano et al.), *MNRAS* **476**, L45 (2018).
21. Каули, Шмидке (A.P. Cowley and P.C. Schmidtke), *Astron. J.* **128**, 709 (2004).
22. Кеннеа и др. (J.-A. Kennea et al.), *Astronomer's Telegram* 10809 (2017).
23. Кинг (A.R. King), *MNRAS* **393**, L41 (2009).
24. Кинг и др. (A. King, J.-P. Lasota, and W. Kluzniak), *MNRAS* **68**, 59 (2017).
25. Кинг, Лясота (A. King and J.-P. Lasota), *MNRAS* **485**, 3588 (2019).
26. Ковлакас и др. (Kovlakas et al.), *MNRAS* **498**, 4790 (2020).

27. Колиопанос и др. (F. Koliopoulos et al.), *Astron. Astrophys.* **608**, A47 (2017).
28. Корбет и др. (R.H.D. Corbet et al.), *AAS/High Energy Astrophysics Division #7* (2003).
29. Лаверидж и др. (A.-J. Loveridge et al.), *Astrophys. J.* **743**, 49 (2011).
30. Липунов В.М., *Астрон. журн.* **59**, 87 (1982).
31. Липунов В.М., *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987).
32. Липунов В.М. и др., *Астрон. журн.* **86**, 985 (2009).
33. Липунова Г.В., *Письма в Астрон. журн.* **25**, 591 (1999) [G.V. Lipunova, *Astron. Lett.* **25**, 508 (1999)].
34. Лонг, ван Спейбрук (K.S. Long and L.P. van Speybroeck), *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources* (Ed. W. H.G. Lewin and E. P.J. van den Heuvel, Cambridge, Cambridge Univer. Press, 1983), p. 119.
35. Машотски и др. (R. Mushotzky et al.), *Progr. Theoretical Phys. Suppl.* **155**, 27 (2004).
36. Мерчант и др. (P. Marchant et al.), *Astron. Astrophys.* **604**, A55 (2017).
37. Миддлтон и др. (M.J. Middleton et al.), *MNRAS* **486**, 2 (2019).
38. Минео и др. (S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev), *MNRAS* **419**, 2095 (2012).
39. Мисра и др. (D. Misra et al.) arXiv:2004.01205 (2020).
40. Миядзи и др. (S. Miyaji et al.), *PASJ* **32**, 303 (1980).
41. Мотч и др. (C. Motch et al.), *Nature* **514**, 198 (2014).
42. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **454**, 2539 (2015).
43. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **467**, 1202 (2017).
44. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **486**, 2867 (2018).
45. Ословски и др. (S. Osłowski et al.), *MNRAS* **413**, 461 (2011).
46. Пакстон и др. (B. Paxton et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 3 (2011).
47. Постнов и др. (K.A. Postnov, A.G. Kuranov, and L.R. Yungelson), *IAU Symp.* **346**, 219 (2019).
48. Родригес Кастилло и др. (G.A. Rodríguez Castillo et al.), *Astrophys. J.* **895**, 60 (2020).
49. Сазонов, Хабибуллин (S.Y. Sazonov and I. Khabibullin), *MNRAS* **466**, 1019 (2017).
50. Сана и др. (H. Sana et al.), *Science* **337**, 444 (2012).
51. Сатьяпракаш и др. (R. Sathyaprakash et al.), *MNRAS* **488**, L35 (2019).
52. Соberman и др. (G.E. Soberman et al.), *Astron. Astrophys.* **327**, 620 (1997).
53. Сисс, Лебрейи (L. Siess and U. Lebreuilly), *Astron. Astrophys.* **614**, A99 (2018).
54. Тао и др. (L. Tao et al.), *ApJ*, **873**, 19 (2019).
55. Трудолюбков и др. (S.P. Trudolyubov et al.), *Astrophys. J.* **663**, 487 (2007).
56. Уолтон и др. (D.J. Walton et al.), *Astronomische Nachrichten* **332**, 354 (2011).
57. Уолтон и др. (D.J. Walton et al.), *Astrophys. J.* **856**, 128 (2018).
58. Финк и др. (J. Vink et al.), *Astron. Astrophys.* **369**, 574 (2001).
59. Финк (J. Vink), *Astron. Astrophys.* **607**, L8 (2017).
60. Фоше-Жигьер, Каспи (C.-A. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), *Astrophys. J.* **643**, 332 (2006).
61. Фрагос и др. (T. Fragos et al.), *Astrophys. J. Lett.* **802**, L5 (2015).
62. Харли и др. (J. Hurley et al.), *MNRAS* **329**, 897 (2002).
63. Хейда и др. (M. Heida et al.), *Astrophys. J. Lett.* **883**, L34 (2019).
64. Хоббс и др. (G. Hobbs et al.), *MNRAS* **360**, 974 (2005).
65. Цуй и др. (Y. Qiu et al.), *Astrophys. J.* **877**, 57 (2019).
66. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov et al.), *MNRAS* **657**, 1101 (2016).
67. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov et al.), *Astron. Astrophys.* **605**, A39 (2017).
68. Чандра и др. (Chandra et al.), *MNRAS*, **495**, 2664 (2020).
69. Чашкина и др. (A. Chashkina et al.), *MNRAS* **470**, 2799 (2017).
70. Чашкина и др. (A. Chashkina et al.), *Astron. Astrophys.* **626**, A18 (2019).
71. Чен и др. (H.-L. Chen et al.), *MNRAS* **445**, 1912 (2014).
72. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, and A. Belinski), *MNRAS* **479**, 4844 (2018).
73. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, and A. Belinski), *MNRAS* **485**, 2638 (2019).
74. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, S.V. Molkov, E.A. Antokhina, and A. Belinski), *New Astron. Rev.* **89**, 101542 (2020).
75. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **500**, 33 (1973).
76. Шао, Ли (Y. Shao and X.-D. Li), *Astrophys. J.* **802**, 131 (2015).
77. Эрдем, Отцюрк (A. Erdem and O. Öztürk), *MNRAS* **441**, 1166 (2014).
78. Ю, Джеффери (S. Yu and C.S. Jeffery), *Astron. Astrophys.* **521**, A85 (2010).

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ V2466 Cyg: СВЕРХВСПЫШКИ 2003 И 2019 гг.

© 2020 г. С. В. Антипин^{1*}, А. М. Зубарева^{2,1}, А. А. Белинский¹,
М. А. Бурлак¹, Н. П. Иконникова¹, К. В. Соколовский^{3,1}

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

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³Центр интенсивной обработки данных и астрономии переменных объектов, Отделение физики и астрономии, Университет штата Мичиган, Мичиган, США

Поступила в редакцию 11.09.2020 г.

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

Приведены результаты первых многоцветных фотометрических наблюдений необычной карликовой новой V2466 Лебедя во время сверхвспышек 2003 и 2019 гг. Полная амплитуда сверхвспышки 2019 г. в полосе R_c составила 7.4 звездной величины. В конце сверхвспышки 2019 г. наблюдался одиночный ребрайтинг. Анализируя график $O - C$ для сверхгорбов, мы идентифицировали явно выраженные стадии А, В и С, соответствующие эволюции их периода. Средний период сверхгорбов $P = 0^d08143(3)$ для обеих сверхвспышек, относительное приращение периода сверхгорбов $P_{\text{dot}} = 10.4(1.4) \times 10^{-5}$ в стадии В. Мы аргументируем классификацию V2466 Cyg как члена немногочисленной группы объектов, сочетающих характеристики карликовых новых типа SU UMa и типа WZ Sge, предложено объяснение эволюционного статуса этих объектов. В качестве дополнительного результата в окрестностях V2466 Cyg открыто и исследовано 20 новых переменных звезд.

Ключевые слова: методы: фотометрия, звезды: катаклизмические переменные, звезды: индивидуальные: V2466 Cyg.

DOI: 10.31857/S0320010820100010

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные звезды дают возможность наблюдать различные проявления аккреции вещества в тесных двойных системах. Главный компонент системы, белый карлик, получает вещество через внутреннюю точку Лагранжа от маломассивной вторичной звезды, красного карлика или субгиганта, заполняющей свой лепесток полости Роша. Карликовые новые являются подклассом катаклизмических переменных, в которых поток вещества от вторичного компонента формирует вокруг белого карлика аккреционный диск. Наблюдающиеся в системах вспышки на 2–8 звездных величин объясняются развитием тепловой неустойчивости аккреционного диска и его переходом от “холодного” состояния (нейтральный водород, низкий темп аккреции вещества на белый карлик) к “горячему” (ионизованный водород, высокий темп аккреции). Тот же механизм

неустойчивости диска отвечает за вспышки маломассивных рентгеновских двойных систем (мягкие рентгеновские транзиенты, см. Амери, 2020).

Карликовые новые, относящиеся к подтипу SU UMa, демонстрируют два вида вспышек, различающиеся амплитудой и продолжительностью. Короткие (продолжительностью несколько суток) вспышки меньшей амплитуды называются нормальными. Длинные, имеющие продолжительность до нескольких недель и большую амплитуду, известны как сверхвспышки. Во время медленного падения блеска (фаза “плато” сверхвспышки) наблюдаются периодические изменения блеска, называемые сверхгорбами, характеризующиеся амплитудами до 0.3–0.4 звездной величины и периодами, на несколько процентов превышающими орбитальный период системы. Сверхгорбы также наблюдаются и в рентгеновских двойных системах (Торрес и др., 2019).

Сверхвспышки обычно объясняют приливной неустойчивостью аккреционного диска (Осаки,

*Электронный адрес: serge_ant@inbox.ru

Таблица 1. Журнал наблюдений

Диапазон HJD	Кол-во ночей	Кол-во кадров	Телескоп, полоса	Наблюдатель
2452867–883	16	506	Zeiss-600, <i>B</i>	С.В.А.
2452867–883	16	147	Zeiss-600, <i>V</i>	С.В.А.
2452868–876	9	637	AZT-5, <i>V</i>	С.В.А.
2452867–883	16	48	Zeiss-600, <i>R_c</i>	С.В.А.
2452867–883	16	43	Zeiss-600, <i>I_c</i>	С.В.А.
2458783–863	25	908	ASA RC600, <i>R_c</i>	А.А.Б., М.А.Б., Н.П.И.
2458813–833	13	18	ASA RC600, <i>B</i>	А.А.Б., М.А.Б., Н.П.И.
2458813–833	13	18	ASA RC600, <i>V</i>	А.А.Б., М.А.Б., Н.П.И.
2458813–833	12	16	ASA RC600, <i>I_c</i>	А.А.Б., М.А.Б., Н.П.И.

Примечание. С.В.А. — С.В. Антипин, А.А.Б. — А.А. Белинский, М.А.Б. — М.А. Бурлак, Н.П.И. — Н.П. Иконникова.

1989, 2005; Осаки и Като, 2013), которая развивается при достижении диском резонансного радиуса 3 : 1 в системах с маломассивными вторичными компонентами (отношение масс $q = M_2/M_1 < 0.25$). Прецессия линии апсид эксцентрического диска, сонаправленная с орбитальным движением, приводит к появлению “положительных” сверхгорбов. Их период — это период биений между периодом прецессии аккреционного диска и орбитальным периодом системы (Уайтхерст, 1988; Хиросе и Осаки, 1990).

Карликовые новые типа WZ Sge — подгруппа звезд типа SU UMa. Представители этой подгруппы показывают исключительно сверхвыскачки. Интервалы между последовательными сверхвыскачками у таких систем, называемые сверхциклами, составляют от полутора лет до десятилетий (Като, 2015), тогда как типичная продолжительность сверхцикла обычных звезд типа SU UMa — десятки суток. Амплитуды сверхвыскачек звезд типа WZ Sge могут превышать восемь звездных величин (см., например, Хауэл и др., 1995; Тампо и др., 2020), а нормальные вспышки отсутствуют (см. более подробную информацию о карликовых новых типа SU UMa и WZ Sge в обзорах Уорнера (1995) и Хельера (2001)).

Международный реестр переменных звезд Американской ассоциации наблюдателей переменных звезд (VSX AAVSO, Уотсон и др., 2006) на 8 июля 2020 г. содержит 957 звезд типа SU UMa (UGSU), включая неопределенные случаи, и 208 переменных типа WZ Sge (UGWZ), также включая неопределенные случаи¹.

¹ Согласно классификации Общего каталога переменных звезд (Самусь и др., 2017), звезды типа WZ Sge являются подклассом звезд типа SU UMa. VSX AAVSO вслед за

Выявление и изучение большего количества карликовых новых необходимо и для статистического анализа их свойств, и в конечном итоге для более полного понимания эволюции тесных двойных систем и аккреционных процессов.

С.В. Антипин открыл переменность блеска V2466 Cyg на архивных фотографических пластинках из коллекции снимков неба ГАИШ МГУ. Звезда была предварительно обозначена как Var76 Cyg (Антипин и Кролл, 2003). Сверхвыскачка 2019 г. является первым с момента открытия упомянутым в публикации поярчением переменной (VSNET-alert 23741²). В VSNET-alert 23753³ приводится период сверхгорбов $P = 0^d08155(6)$.

В настоящей работе мы представляем фотометрическое исследование V2466 Cyg — пограничного объекта между двумя типами карликовых новых SU UMa и WZ Sge — во время сверхвыскачек 2003 и 2019 гг.

Для наблюдений V2466 Cyg были использованы фильтры *B*, *V*, *R_c*, *I_c*. Журнал наблюдений представлен в табл. 1.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ

Фотометрические наблюдения 2003 и 2019 г. позволили изучить две сверхвыскачки V2466 Cyg. Сверхвыскачка августа 2003 г. наблюдалась на 60-см телескопе Цейсс-600 (в полосах *B*, *V*, *R_c*, *I_c*) и 50-см телескопе AZT-5 (в полосе *V*)

Даунсом и др. 2001 определяет их как два отдельных типа карликовых новых: UGSU и UGWZ.

² <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/23741>

³ <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/23753>

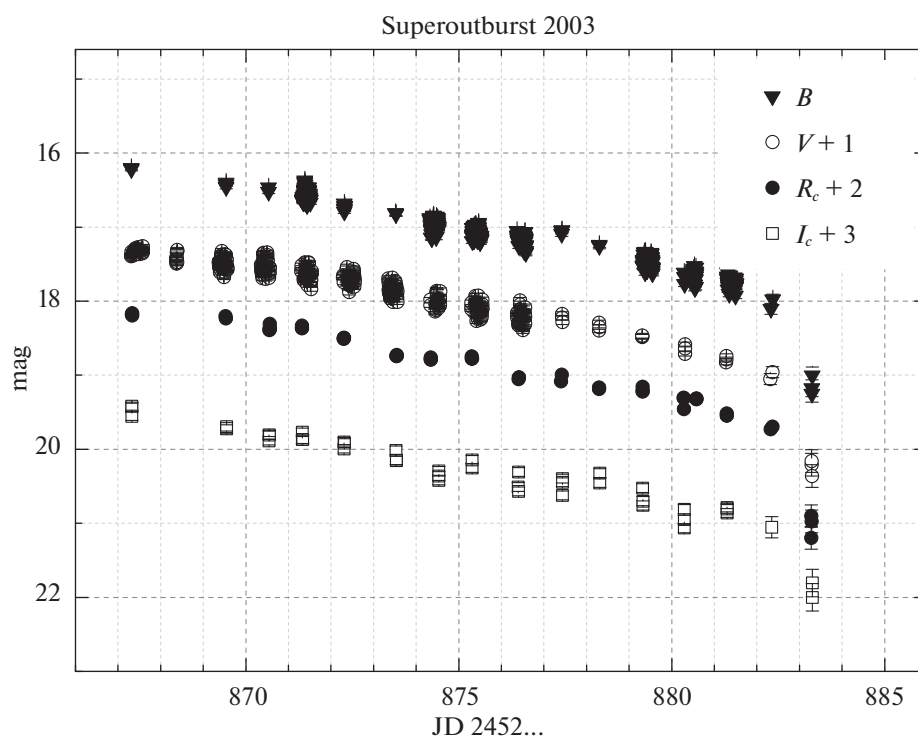


Рис. 1. Кривая блеска сверхвспышки V2466 Cyg 2003 г. в полосах B , V , R_c и I_c (каждая последующая полоса сдвинута на одну звездную величину от предыдущей).

Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ. Телескопы были оснащены ПЗС-камерами SBIG-ST7 и Meade Pictor-416 соответственно. В 2019 и 2020 гг. мы проводили мониторинг поля V2466 Cyg с помощью нового автоматизированного 60-см телескопа Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ. 60-см рефлектор ASA RC600 был установлен в Кавказской горной обсерватории весной 2019 г. при поддержке Программы научного развития МГУ им. М.В. Ломоносова. Телескоп оснащен ПЗС-камерой Andor iKon-L (DZ936N-BV) 2048×2048 (Бердников и др., 2020). Для наблюдений V2466 Cyg были использованы фильтры B , V , R_c , I_c . Журнал наблюдений представлен в табл. 1.

Для апертурной фотометрии и калибровки шкалы звездных величин мы использовали программное обеспечение VaST⁴ (Соколовский и Лебедев, 2018). Звездные величины звезд поля были взяты из каталогов APASS и USNO-B1.0 (Монэ и др., 2003). Кривые блеска сверхвспышек V2466 Cyg приведены на рис. 1–3. Кривые блеска для отдельных ночей, наиболее плотно покрытых наблюдениями, показаны на рис. 4–6. В 2003 г. наблюдения были получены преимущественно в полосах B и V , в 2019 г. — в полосе R_c .

⁴<https://scan.sai.msu.ru/vast>

Проводя целенаправленный мониторинг поля V2466 Cyg, мы обнаружили переменную в ярком состоянии 15 августа 2003 г. ($V = 16.3$ mag, JD2452867, левая панель на рис. 5). Через двое суток (JD2452869) на кривой блеска стали различимы сверхгорбы с амплитудой около 0.2 звездной величины. С этого момента стало ясно, что мы наблюдаем V2466 Cyg в сверхвспышке. Фаза плато продолжалась более 15 сут, в дату JD2452883 блеск объекта резко уменьшился до $V = 19$ mag. К сожалению, наблюдения в 2003 г. не велись ни до даты JD2452867, ни после JD2452883, поэтому мы не можем ничего сказать о полной продолжительности сверхвспышки 2003 г. и о наличии или отсутствии ребрайтингов, т.е. повторных поярчаний объекта после окончания основной вспышки.

Летом 2019 г. мы возобновили регулярные наблюдения V2466 Cyg, но звезда находилась под пределом обнаружения. Наконец, 25 ноября (JD2458813) мы зарегистрировали новую вспышку V2466 Cyg, блеск составил $R_c = 15.7$ mag (см. верхнюю левую панель на рис. 6). В течение ночи блеск звезды постепенно увеличивался и достиг $R_c = 15.52$ mag, поэтому с уверенностью можно говорить о наблюдении начала вспышки. На том же уровне блеска карликовая новая находилась следующей ночью. Первые сверхгорбы с амплитудой 0.06 mag были обнаружены через пять суток (JD2458818). Спустя еще двое суток

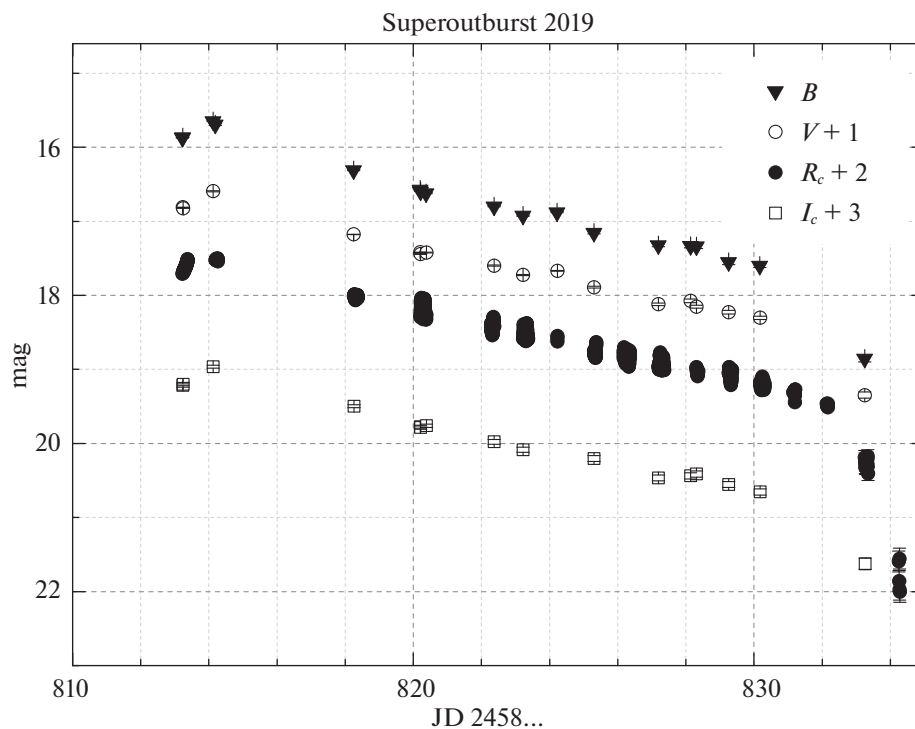


Рис. 2. Кривая блеска сверхвспышки V2466 Суг 2019 г. в полосах B , V , R_c и I_c (каждая последующая полоса сдвинута на одну звездную величину от предыдущей).

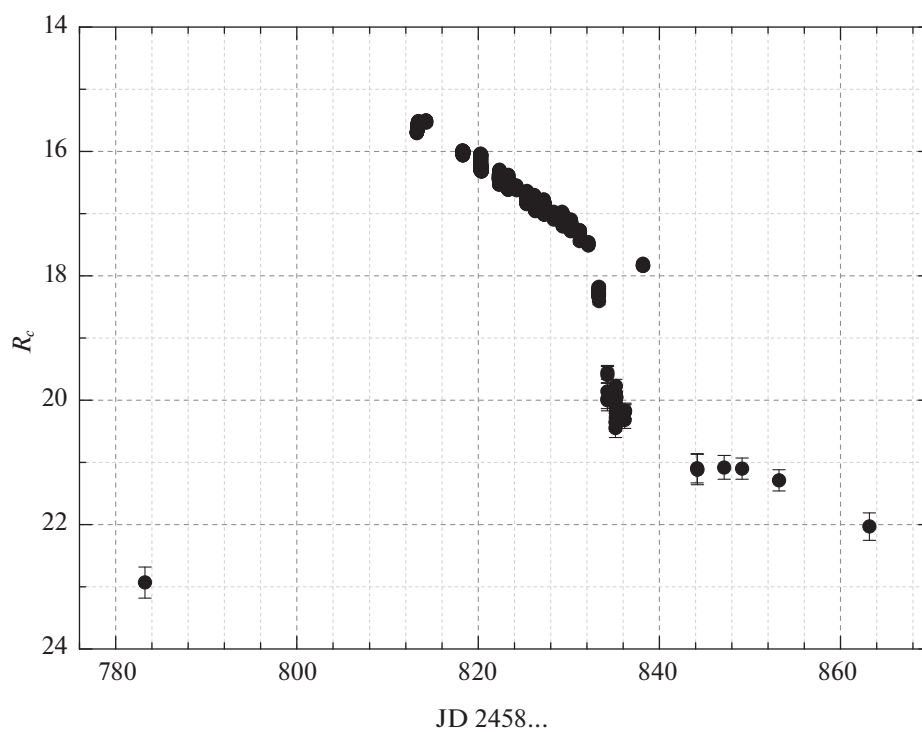


Рис. 3. Кривая блеска V2466 Суг в полосе R_c за 2019–2020 гг.

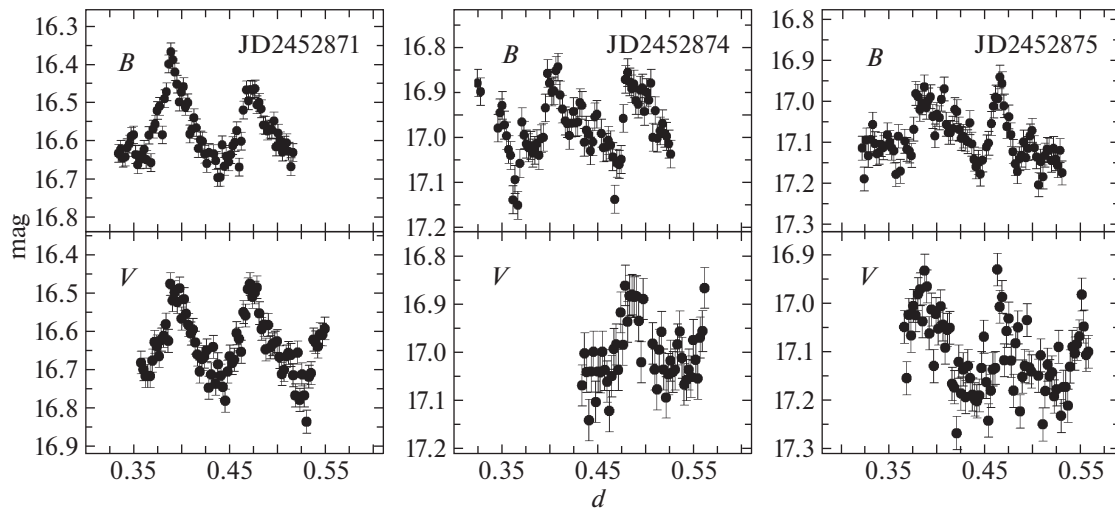


Рис. 4. Индивидуальные кривые блеска V2466 Cyg для нескольких ночей 2003 г., во время которых на двух телескопах проводились квазиодновременные наблюдения в полосах B и V .

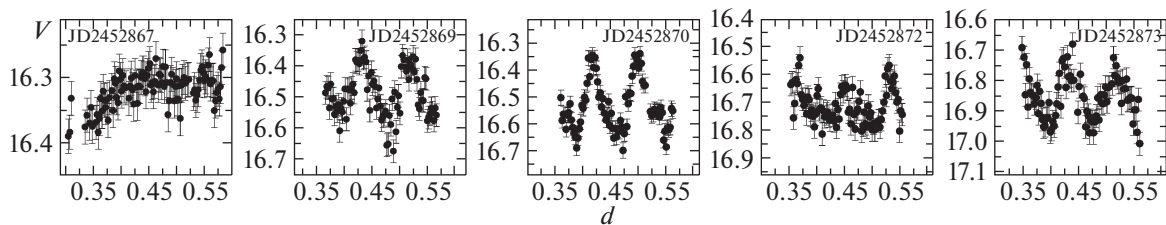


Рис. 5. Индивидуальные кривые блеска V2466 Cyg для отдельных ночей 2003 г. в полосе V .

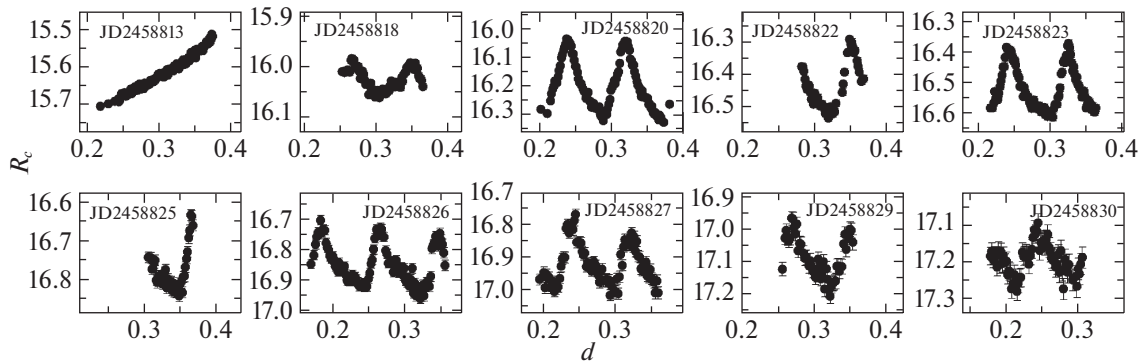


Рис. 6. Индивидуальные кривые блеска V2466 Cyg для отдельных ночей в 2019 г. в полосе R_c .

(JD2458820) амплитуда сверхгорбов достигала 0.3 mag. Фаза плато сверхвспышки продолжалась 18 сут, до JD2458832 ($R_c = 17.5$ mag). Через двое суток после падения блеска до уровня $R_c = 20.2$ mag (JD2458836) V2466 Cyg вновь появлялась до $R_c = 17.8$ mag. Хотя у нас не было возможности наблюдать объект в последующие четыре ночи из-за плохих погодных условий, мы с уверенностью можем говорить об обнаружении одиночного ребрайтинга.

Повторные поярчания блеска, или ребрайтинги, обнаруживаются через некоторое время по-

сле окончания основной вспышки у некоторых карликовых новых типа SU UMa, особенно у представителей подкласса WZ Sge. Блеск карликовой новой во время ребрайтинга возрастает на две-три величины и часто практически возвращается на уровень, соответствующий окончанию фазы плато сверхвспышки, а иногда и превышает этот уровень. Имада и др. (2006) и Като (2015) различают пять типов ребрайтингов: тип А — одиночный длительный ребрайтинг, тип В — множественные ребрайтинги, тип С — одиночный короткий ребрайтинг, тип D — отсутствие ребрайтингов

и тип E — двойная сверхвспышка. Като (2015) предположил, что последовательность типов $C \rightarrow D \rightarrow A \rightarrow B \rightarrow E$ может отражать эволюцию карликовых новых. В соответствии с этим определением в 2019 г. мы наблюдали у V2466 Cyg ребрайтинг типа C, т.е. исследуемая карликовая новая представляет собой тесную двойную систему типа SU UMa, находящуюся в начальной стадии своей эволюции (см. раздел 5).

То, что у V2466 Cyg не было обнаружено нормальных вспышек, большая амплитуда сверхвспышек (см. раздел 3), а также наличие ребрайтинга позволяют предположить, что система подобна карликовым новым типа WZ Sge, а не классическим звездам типа SU UMa. Однако отсутствие надежной информации о существовании ранних сверхгорбов (являющихся исключительным признаком объектов типа WZ Sge (Като, 2002)) не позволяет нам сделать окончательный вывод о классификации V2466 Cyg. К сожалению, начало фазы плато сверхвспышки 2019 г. не было плотно покрыто наблюдениями из-за плохих погодных условий. Возможно, в юлианскую дату JD2458818 (рис. 6) мы наблюдали ранние сверхгорбы, которые являются отличительной чертой систем типа WZ Sge, но говорить об этом с уверенностью нельзя из-за отсутствия наблюдений в предыдущие ночи.

Цветовые характеристики вспышек V2466 Cyg типичны для карликовых новых. Вспышки обусловлены значительным (в сотни раз) увеличением яркости аккреционного диска. Относительно спокойного состояния система голубеет. Во время фазы плато показатели цвета диска остаются практически неизменными, что и демонстрируют наши наблюдения. Показатели цвета $V - R_c$ и $R_c - I_c$ не меняются и на протяжении фазы плато вспышек 2003 и 2019 г. остаются на уровне $V - R_c = 0.19 \pm 0.02$ mag и $R_c - I_c = -0.48 \pm 0.03$ mag. Показатель цвета $B - V$ демонстрирует незначительное покраснение системы от начала к концу фазы плато сверхвспышек: в 2003 г. $B - V$ меняется от -0.13 ± 0.02 в начале фазы плато до 0.11 ± 0.03 в конце, в 2019 г. — от 0.01 ± 0.02 до 0.29 ± 0.03 . Небольшие (примерно на 0.15 mag) различия показателей цвета $B - V$ в фазе плато вспышек 2003 и 2019 г. могут быть объяснены некоторыми различиями фотометрических систем в полосе B в наблюдениях 2003 и 2019 г. Полоса B фотометрической системы Джонсона более точно реализована в наблюдениях 2019 г., именно эти показатели цвета должны рассматриваться как верные.

Для поиска периодов сверхгорбов мы использовали метод Диминга (1975), реализованный в программе К.В. Соколовского⁵. Перед началом

Таблица 2. Моменты максимумов сверхгорбов. Номер цикла рассчитывался с использованием элементов (1) и (2)

HJD-2400000	Полоса	Ошибка	$O - C$, сут	E
52869.4328	V	0.0031	-0.00586	-38
52869.5152	V	0.0028	-0.00489	-37
52870.4163	V	0.0017	0.00048	-26
52870.4972	V	0.00187	-0.00005	-25
52871.3886	B	0.00167	-0.00438	-14
52871.3929	V	0.00207	-0.00008	-14
52871.4717	B	0.00143	-0.00271	-13
52871.4736	V	0.00173	-0.00081	-13
52872.5308	V	0.0022	-0.0022	0
52873.4227	V	0.00207	-0.00603	11
52874.4044	B	0.00163	-0.00149	23
52874.4849	B	0.0020	-0.00242	24
52874.4879	V	0.00247	0.00058	24
52875.3846	V	0.00327	0.00155	35
52875.4648	B	0.00100	0.00032	36
52876.4444	V	0.00233	0.00276	48
52876.5291	V	0.0027	0.00603	49
52879.3706	V	0.0027	-0.00252	84
58818.2689	R_c	0.0030	-0.01335	-25
58818.3495	R_c	0.00267	-0.01418	-24
58820.2396	R_c	0.0012	0.00303	-1
58820.321	R_c	0.00103	0.0030	0
58822.3504	R_c	0.00093	-0.00335	25
58823.2458	R_c	0.00107	-0.00368	36
58823.3278	R_c	0.00087	-0.00311	37
58825.3652	R_c	0.0013	-0.00146	62
58826.1835	R_c	0.00117	0.00254	72
58826.2643	R_c	0.00097	0.00191	73
58826.3454	R_c	0.00103	0.00158	74
58827.2427	R_c	0.00133	0.00315	85
58827.3217	R_c	0.00137	0.00072	86
58829.2701	R_c	0.00223	-0.0052	110
58830.2450	R_c	0.00267	-0.00746	122

⁵ <http://scan.sai.msu.ru/lk/>

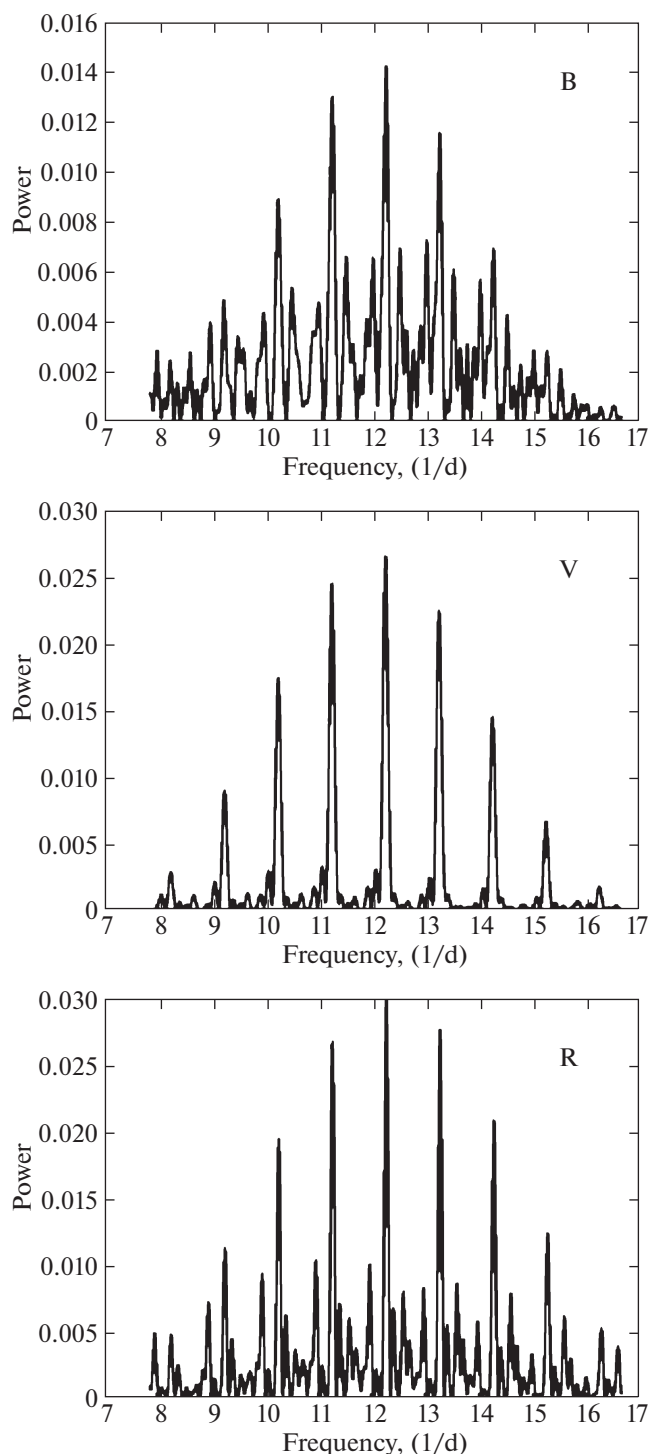


Рис. 7. Периодограммы для наблюдений в фазе плато сверхвыскачков 2003 г. (*B*, *V*) и 2019 г. (*R_c*) после учета линейного тренда. Частота $f = 12.2805(45)$ циклов в сутки соответствует периоду $P = 0^d08143(3)$.

поиска периодичностей для каждой ночи наблюдений мы вычли из изменений блеска линейный тренд. Периодограммы для наблюдений в полосах *B* и *V* за 2003 г. и в полосе *R_c* за 2019 г. показаны на рис. 7. На всех трех периодограммах среди

суточных сопряжений доминирует частота, соответствующая периоду 0^d08143 . Свернутые с этим периодом фазовые кривые блеска представлены на рис. 8. Сверхгорбы V2466 Cyg имеют обычную асимметричную форму с крутым подъемом и медленным спадом блеска.

Като и др. (2009) ввели разделение стандартной сверхвыскачки карликовой новой на три стадии на основе эволюции периодов и амплитуд сверхгорбов. Стадия А соответствует наиболее продолжительному периоду и возрастанию амплитуды сверхгорбов. Во время стадии В период систематически изменяется, а амплитуда сверхгорбов медленно уменьшается. Стадия С соответствует еще более короткому, чем на стадии В, периоду сверхгорбов.

Исследуя изменения периода сверхгорбов V2466 Cyg, мы построили и проанализировали графики $O - C$. Для определения моментов максимумов были выбраны только сверхгорбы, хорошо покрытые наблюдениями, и ночи с хорошими погодными условиями. Расчет остатков $O - C$ производился с использованием следующих элементов изменения блеска:

$$2003 : JD_{\max} = 2452872.533 + 0.08143 \times E, \quad (1)$$

$$2019 : JD_{\max} = 2458820.318 + 0.08143 \times E. \quad (2)$$

Моменты максимумов сверхгорбов приведены в табл. 2.

Графики $O - C$ для сверхвыскачков 2003 и 2019 гг. представлены на рис. 9 и 10. Форма графика имеет характерный профиль, стадии А, В, С явно выражены. Кроме того, изменения $O - C$ двух наблюдаемых сверхвыскачков V2466 Cyg очень схожи друг с другом, для обеих сверхвыскачков продолжительность стадии В близка к 80 циклам. Этот факт позволил нам построить сводный график $O - C$, совмещенный относительно начала стадии В (рис. 11). На основании поведения остатков $O - C$ мы рассматриваем интервал JD2452869–870 как стадию А, JD2452870–876 как стадию В и JD2452876–879 как стадию С сверхвыскачки 2003 г. В 2019 г. мы рассматриваем интервалы JD2458818–820, JD2458820–827 и JD2458827–830 как стадии А, В и С соответственно. Эволюция периода сверхгорбов V2466 Cyg, отраженная в изменениях $O - C$, типична для большого числа карликовых новых типа SU UMa. В качестве характерного примера см. график $O - C$ для карликовой новой SW UMa на рис. 1 в работе Като и др. (2020). Изменение амплитуды сверхгорбов также типично для трех стадий развития сверхвыскачки. Амплитуда в полосе *R_c* сначала резко возрастает от 0.06 mag (начало стадии А, JD2458818) до 0.30 mag (начало стадии В, JD2458820), а затем медленно уменьшается до

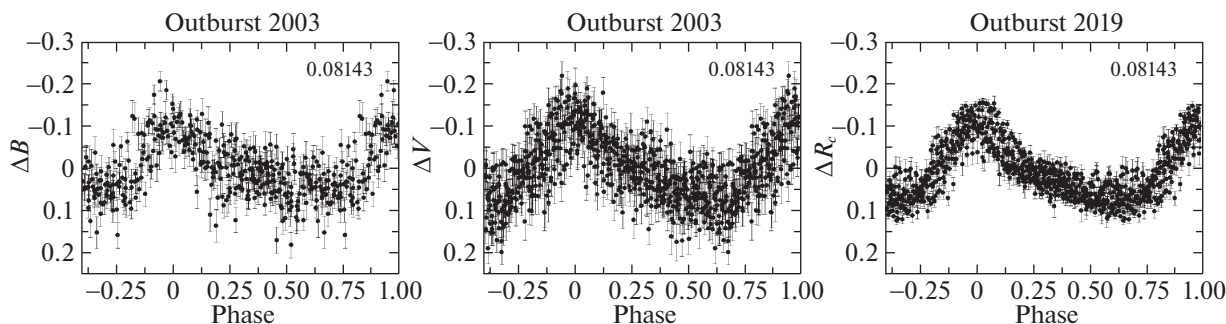


Рис. 8. Фазовые кривые блеска сверхгорбов V2466 Cyg для 2003 г. (в полосах B , V) и 2019 г. (в полосе R_c). Использованы элементы изменения блеска (1) и (2).

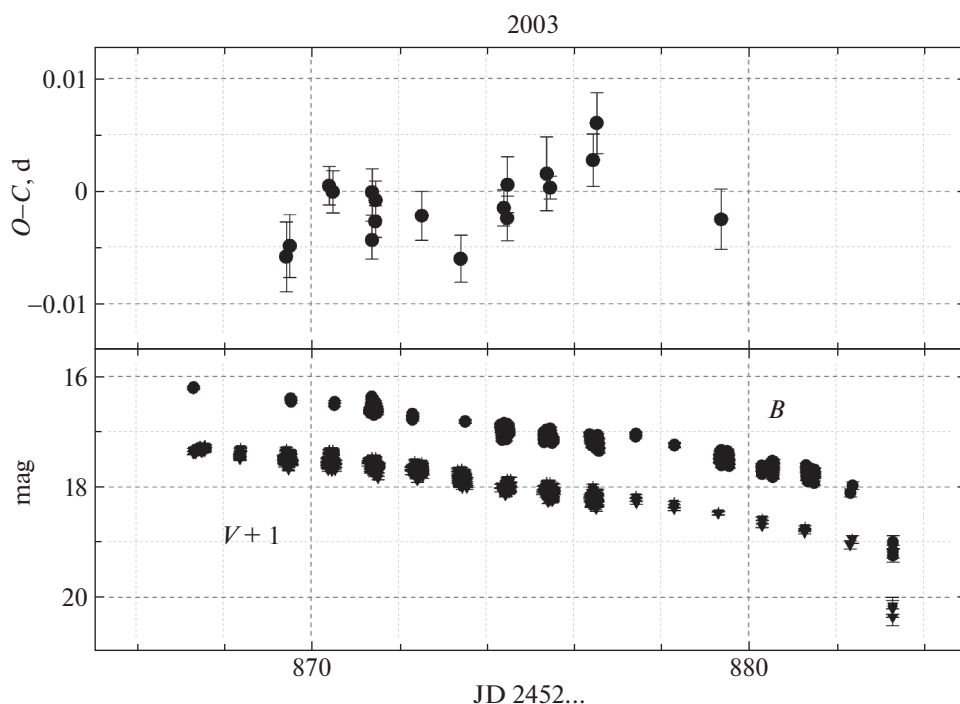


Рис. 9. Верхняя панель: график $O - C$ для сверхвспышки 2003 г. Для вычисления C использовались элементы изменения блеска (1). Нижняя панель: соответствующая кривая блеска сверхвспышки.

0.16 mag (окончание стадии C , JD2458830, см. рис. 6).

Анализ сводного графика $O - C$ позволил нам определить период сверхгорбов на стадии A : $P_{shA} = 0^d08203(5)$. Мы вычислили период сверхгорбов на стадии C : $P_{shC} = 0^d08118(3)$. Изменения периода сверхгорбов на стадии B могут быть аппроксимированы параболой ветвями вверх, т.е. период сверхгорбов в этом интервале линейно растет, средний период составил $P_{shB} = 0^d08143(3)$. Относительное приращение периода сверхгорбов, определяемое как отношение приращения за один период к значению периода и традиционно обозначаемое P_{dot} , равно $10.4(1.4) \times 10^{-5}$.

3. V2466 Cyg В МИНИМУМЕ БЛЕСКА

26 октября 2019 г., до обнаружения сверхвспышки V2466 Cyg, мы получили четыре ПЗС-кадра в полосе R_c с экспозицией 15 мин каждый, чтобы оценить предельную звездную величину наших наблюдений на новом 60-см телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ и попытаться определить блеск V2466 Cyg в состоянии покоя. После сложения четырех изображений с помощью пакета MaxIm DL, мы обнаружили слабый объект ($S/N = 3.5$) на месте нашей переменной звезды. Полученное суммарное изображение приведено на рис. 12. Определенную нами звездную величину объекта ($R_c = 22.93 \pm 0.25$ mag) можно принять за минимальный блеск V2466 Cyg. Мак-

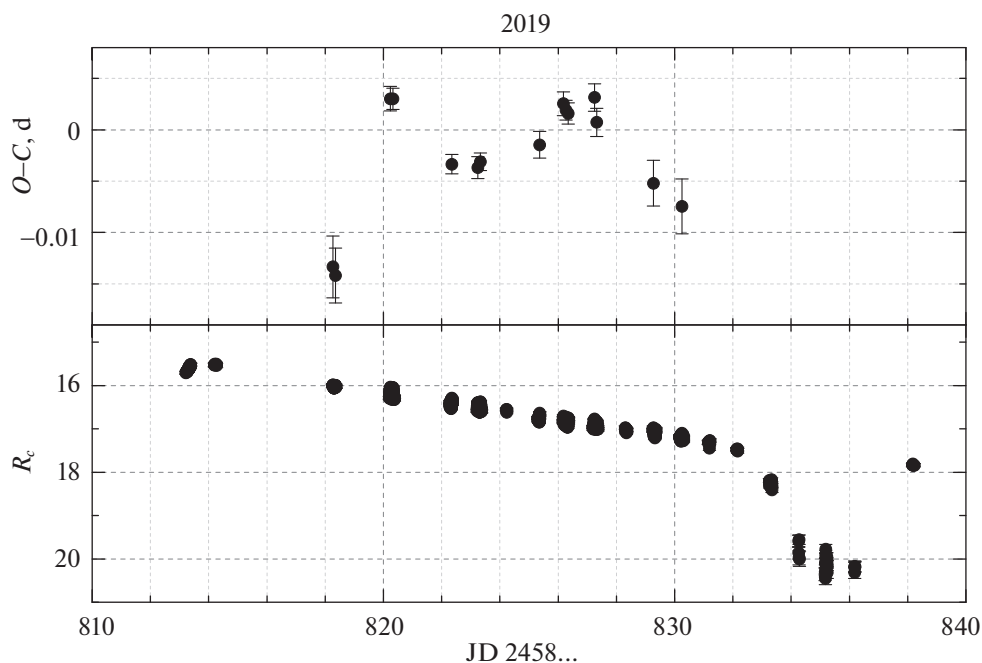


Рис. 10. Верхняя панель: график $O - C$ для сверхвысписки 2019 г. Для вычисления C использовались элементы изменения блеска (2). Нижняя панель: соответствующая кривая блеска сверхвысписки.

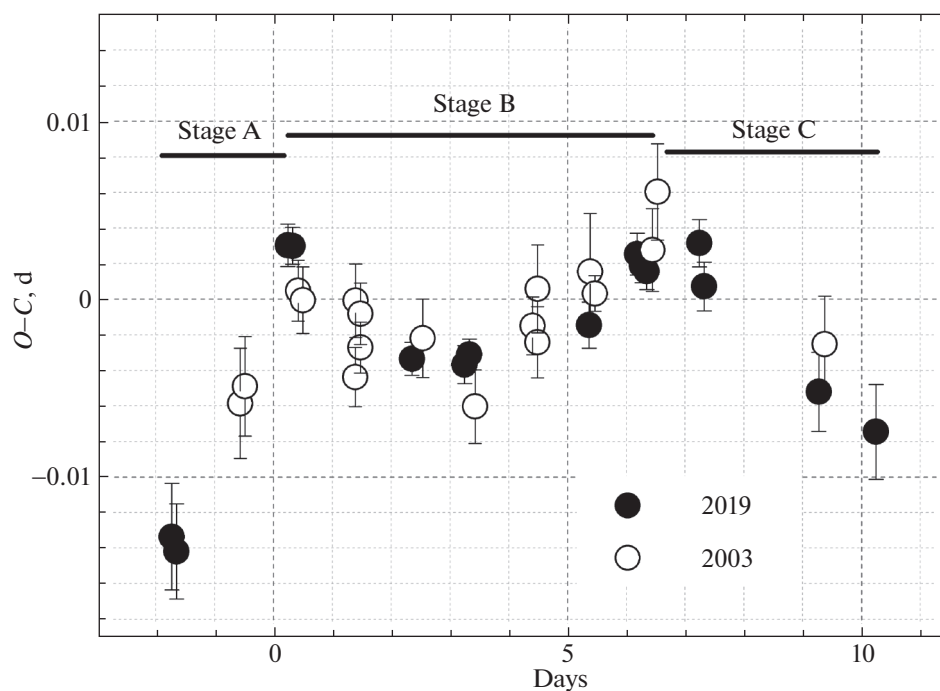


Рис. 11. Сводный график $O - C$ для двух наблюдаемых сверхвысписек V2466 Cyg.

симальный блеск во время сверхвысписки 2019 г. равен $R_c = 15.52$ mag. Таким образом, полная амплитуда сверхвысписки в полосе R_c составила 7.4 звездной величины.

Из-за малой светимости в настоящее время далеко не все карликовые новые SU UMa обнаружены и изучены в состоянии покоя. Для постоянно

растущей подгруппы звезд SU UMa — карликовых новых подтипа WZ Sge — Като (2015) упоминает, что после окончания сверхвысписки они обычно остаются на величину более яркими, чем на довысписечном уровне. Рисунок 3 подкрепляет это утверждение.

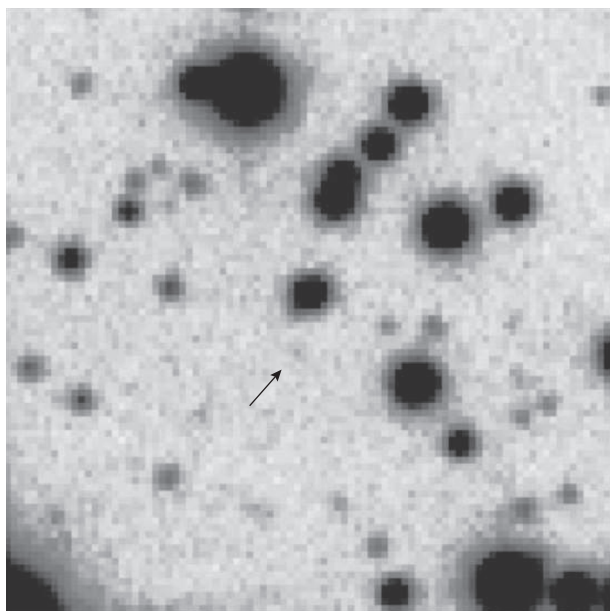


Рис. 12. Суммарное изображение V2466 Cyg в минимуме блеска (четыре кадра, общая экспозиция равна одному часу, $R_c = 22.93 \pm 0.25$ mag). Север вверху, восток слева, поле зрения $1' \times 1'$.

4. ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ПОЛЕ V2466 Cyg

В качестве дополнительного результата нашей работы мы провели поиск новых переменных звезд на серии кадров поля V2466 Cyg. ПЗС-изображения, полученные на 60-см телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ, охватывают область неба размером $22' \times 22'$. Мы использовали наиболее многочисленные кадры исследуемой области, полученные в полосе R_c . Для поиска новых переменных применялся пакет программ VaST (Соколовский и Лебедев, 2018). Были построены кривые блеска около 6000 звезд в указанном поле и вычислен набор индексов переменности для каждой кривой блеска (Соколовский и др., 2017). Мы вручную изучили кривые блеска кандидатов в переменные звезды, выделенных программой путем вычисления значений индекса переменности и отбора тех случаев, когда индексы переменности значительно превысили ожидаемые значения для соответствующих звездных величин. Было обнаружено 20 новых переменных звезд, 19 из них — затменные двойные системы различных типов, и одна, вероятно, является звездой типа BY Dra. Фазовые кривые блеска новых переменных звезд приведены на рис. 13. Подробная информация об открытых объектах представлена в табл. 3.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Мы не можем с уверенностью говорить об отсутствии в системе V2466 Cyg нормальных вспы-

шек, но ни одна из них до сих пор не наблюдалась. Что касается сверхвспышек, кроме двух описанных событий 2003 и 2019 г., об иных поярчениях также не сообщалось. Не обнаружено вспышек и в базе данных ASAS-SN (Кочанек и др., 2017) в период с декабря 2014 г. по август 2020 г. На пластинках Московского и Зоннебергского архивов снимков неба обнаружено семь вспышек неопределенного типа (Антипин и Кролл, 2003). Оценить продолжительность сверхцикла на данный момент не представляется возможным. В качестве нижней границы оценки длины сверхцикла можно рассматривать поярчения, наблюдавшиеся фотографически и разделенные интервалом в два и три года.

Вакаматсу и др. (2017) выделяют небольшую группу необычных карликовых новых, близких по наблюдаемым характеристикам к V2466 Cyg, в которую входят BC UMa, RZ Leo, V1251 Cyg, QY Per, MASTER OT J004527.52+503213.8 и ASASSN-16eg. Авторы рассматривают эти карликовые новые как пограничные объекты между звездами типов SU UMa и WZ Sge, имеющие большие периоды сверхгорбов, близкие к нижней границе известного “пробела периодов” (между 2 и 3 часами), и показывающие одиночные ребраитенинги. Мейер и Мейер-Гофмейстер (2015) объясняют явление ребраитенингов как волну повышенной вязкости, распространяющуюся в пост-вспышечном аккреционном диске, вещество из которого еще не полностью аккрецировано белым карликом. Распространение волны повышенной вязкости, отраженной от внутренних частей диска и движущейся к внешнему его краю, вновь временно разогревает диск, что вызывает поярчение всей системы на двести звездные величины, т.е. ребраитенинг. Волна повышенной вязкости может многократно отражаться от краев диска, вызывая последующие поярчения до тех пор, пока основная масса вещества диска не будет аккрецирована белым карликом. Этот сценарий описывает в том числе и одиночный ребраитенинг (типа C в определении Като, 2015), который мы наблюдали у V2466 Cyg в 2019 г.

Эволюция дисковых катаклизмических переменных звезд идет с уменьшением орбитального периода, массы вторичного компонента и темпа перетекания вещества красного карлика на белый карлик (Уорнер, 1995). Карликовые новые последовательно должны проходить стадию классических звезд типа SU UMa, характеризующихся большим орбитальным периодом (1.5—2 ч) и частыми вспышками, т.е. высоким темпом аккреции, и только потом становиться системами типа WZ Sge с орбитальными периодами менее полутора часов, с редкими вспышками большой амплитуды, отражающими низкий темп перетекания вещества в системе.

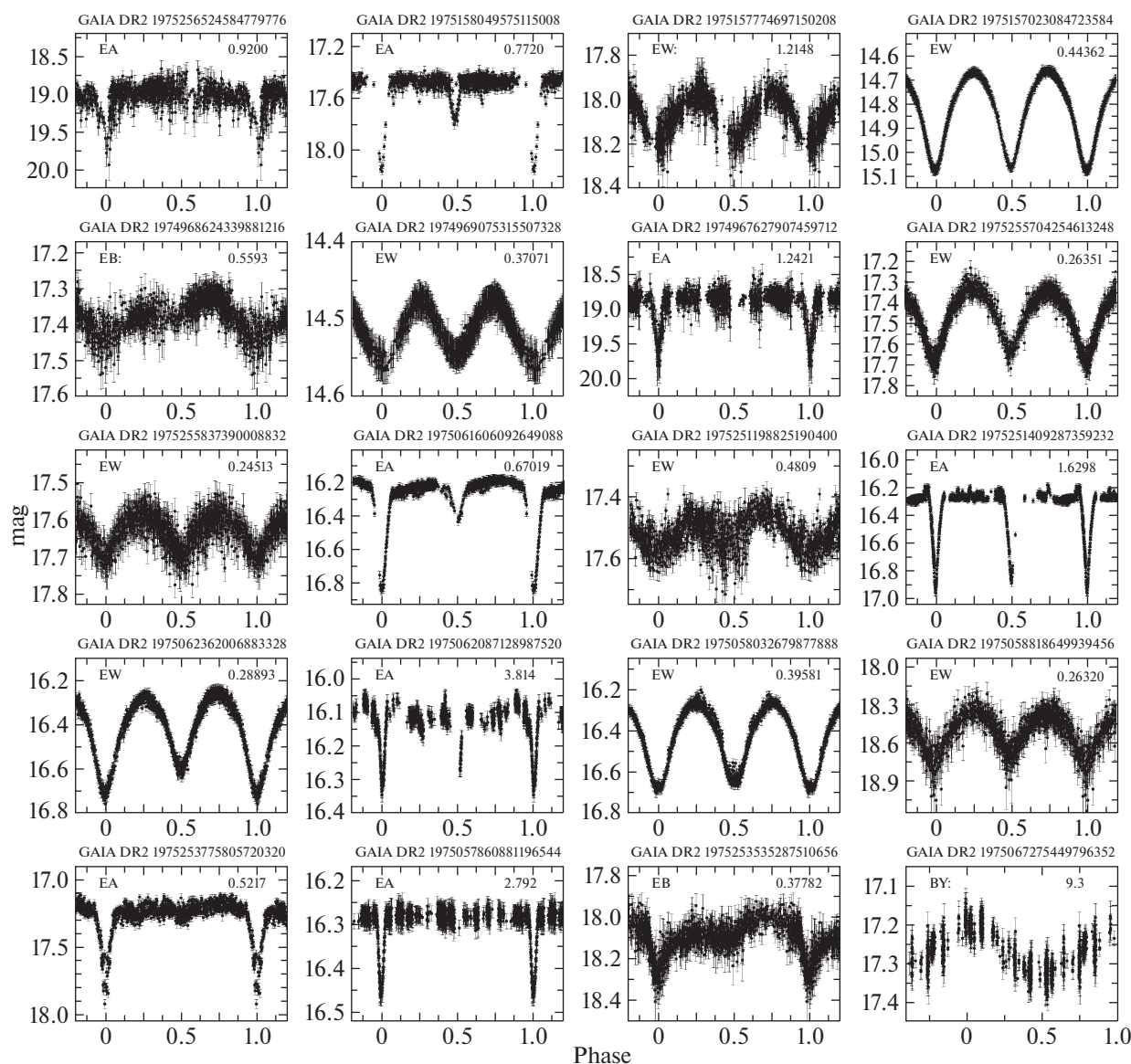


Рис. 13. Фазовые кривые блеска в полосе R_c для новых переменных звезд в поле V2466 Cyg.

Эволюционный статус переменной V2466 Cyg и подобных ей объектов, на первый взгляд, выглядит противоречивым. Они сочетают в себе характерные особенности проэволюционировавших карликовых новых типа WZ Sge, а именно редкие вспышки большой амплитуды, и, с другой стороны, наличие одиночного (типа C) ребрайтинга и большие орбитальные периоды (или периоды сверхгорбов), что относит упомянутые карликовые новые к классическим переменным типа SU UMa, далеким от поздних стадий эволюции маломассивных тесных двойных систем.

В системах катаклизмических переменных аккреция вещества в интервале орбитальных периодов между двумя и тремя часами прерывается из-за того, что вторичный компонент становится полно-

стью конвективным, его радиус уменьшается, и он уже не заполняет свой лепесток полости Роша. В дальнейшем эволюция системы идет с уменьшением орбитального периода, обусловленным излучением гравитационных волн. Вблизи нижней границы “пробела периодов” (~ 2.15 ч) вторичный компонент снова начинает заполнять свой лепесток полости Роша, аккреция вещества на белый карлик постепенно возобновляется. Исходя из этого, должны существовать тесные двойные системы, в которых характеристики непроэволюционировавших, только что покинувших “пробел периодов” карликовых новых типа SU UMa, а именно, орбитальные периоды чуть меньше двух часов и ребрайтинги типа C, будут сосуществовать с пока еще невысоким темпом перетекания вещества, а

Таблица 3. Переменные звезды, обнаруженные в поле V2466 Cyg

Обозначение	RA (J2000)	Dec (J2000)	USNO-B1.0	GAIA DR2	Тип	Период, сут	Нач. эпоха	Max	Min _I	Min _{II}
SAI-V J220141.50+464658.2	22 ^h 01 ^m 41 ^s .504	+46° 46' 58".19	1367-0472274	1975256524584779776	EA	0.9200:	2458833.3	18.93	19.75	
SAI-V J220141.54+463709.7	22 ^h 01 ^m 41 ^s .543	+46° 37' 09".65	1366-0463345	1975158049575115008	EA	0.7720:	2458835.18	17.45	18.15	17.77
SAI-V J220144.51+463547.8	22 ^h 01 ^m 44 ^s .510	+46° 35' 47".81	1365-0454896	1975157774697150208	EW:	1.2148:	2458825.32	17.98	18.19	18.18
SAI-V J220149.34+463513.5	22 ^h 01 ^m 49 ^s .341	+46° 35' 13".53	1365-0454966	1975157023084723584	EW	0.44362	2458818.315	14.66	15.07	15.06
SAI-V J220158.57+462903.6	22 ^h 01 ^m 58 ^s .565	+46° 29' 03".59	1364-0458326	1974968624339881216	EB:	0.5593:	2458830.253	17.32	17.46	17.38
SAI-V J220204.89+463254.4	22 ^h 02 ^m 04 ^s .886	+46° 32' 54".43	1365-0455197	1974969075315507328	EW	0.37071	2458822.303	14.48	14.56	14.55
SAI-V J220207.21+462813.7	22 ^h 02 ^m 07 ^s .214	+46° 28' 13".66	1364-0458442	1974967627907459712	EA	1.2421	2458827.26	18.80	19.75	
SAI-V J220207.70+464542.4	22 ^h 02 ^m 07 ^s .697	+46° 45' 42".43	1367-0472656	1975255704254613248	EW	0.26351	2458830.193	17.32	17.69	17.64
SAI-V J220214.34+464643.7	22 ^h 02 ^m 14 ^s .340	+46° 46' 43".72	1367-0472743	1975255837390008832	EW	0.24513	2458820.302	17.59	17.71	17.70
SAI-V J220218.22+463000.6	22 ^h 02 ^m 18 ^s .217	+46° 30' 00".59	1365-0455410	1975061606092649088	EA	0.67019	2458830.192	16.19	16.83	16.42
SAI-V J220219.56+463738.4	22 ^h 02 ^m 19 ^s .564	+46° 37' 38".35	1366-0463904	1975251198825190400	EW	0.4809	2458826.184	17.45	17.58	17.55
SAI-V J220228.16+464032.4	22 ^h 02 ^m 28 ^s .159	+46° 40' 32".38		1975251409287359232	EA	1.6298	2458823.275	16.23	16.95	16.86
SAI-V J220233.65+463355.5	22 ^h 02 ^m 33 ^s .651	+46° 33' 55".54	1365-0455608	1975062362006883328	EW	0.28893	2458831.160	16.24	16.72	16.61
SAI-V J220236.70+463159.6	22 ^h 02 ^m 36 ^s .698	+46° 31' 59".58	1365-0455649	1975062087128987520	EA	3.814	2458826.36	16.07	16.33	
SAI-V J220245.70+462832.4	22 ^h 02 ^m 45 ^s .699	+46° 28' 32".38	1364-0458932	1975058032679877888	EW	0.39581	2458823.294	16.26	16.68	16.64
SAI-V J220248.05+463008.0	22 ^h 02 ^m 48 ^s .050	+46° 30' 07".99	1365-0455819	1975058818649939456	EW	0.26320	2458822.354	18.34	18.75	18.72
SAI-V J220250.61+464711.2	22 ^h 02 ^m 50 ^s .609	+46° 47' 11".21	1367-0473247	1975253775805720320	EA	0.5217	2458820.358	17.16	17.80	17.28
SAI-V J220301.45+462834.8	22 ^h 03 ^m 01 ^s .447	+46° 28' 34".81	1364-0459164	1975057860881196544	EA	2.792:	2458826.17	16.28	16.46	
SAI-V J220302.61+464526.2	22 ^h 03 ^m 02 ^s .614	+46° 45' 26".23	1367-0473432	1975253535287510656	EB	0.37782	2458825.360	18.00	18.31	18.12
SAI-V J220339.60+464051.4	22 ^h 03 ^m 39 ^s .600	+46° 40' 51".43	1366-0464987	1975067275449796352	BY:	9.3	2458822.3	17.19	17.33	

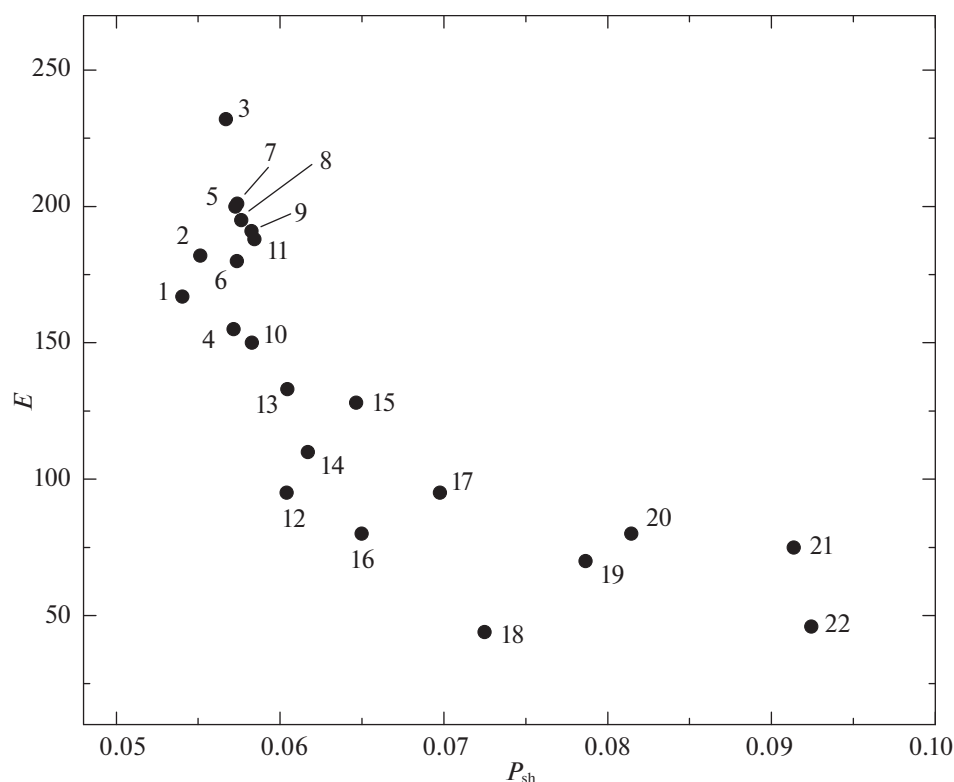


Рис. 14. Зависимость продолжительности стадии В (в циклах) от периода сверхгорбов. Цифрами отмечены индивидуальные объекты: 1 — ASASSN-16bh, 2 — ASASSN-17el, 3 — ASASSN-15bp, 4 — V391 Cam, 5 — ASASSN-17ei, 6 — PNV J03093063+2638031, 7 — PNV J20205397+2508145, 8 — ASASSN-17kg, 9 — SW UMa, 10 — HV Vir, 11 — TCP J18001854–3533149, 12 — OV Dra, 13 — V585 Lyr, 14 — TCP J01375892+4951055, 15 — OY Car, 16 — V453 Nor, 17 — V650 Peg, 18 — BB Ari, 19 — RZ Leo, 20 — V2466 Cyg, 21 — MASTER J212624.16+253827.2, 22 — ASASSN-15cl.

следовательно, редкими сверхвыскачками большой амплитуды. Именно так можно объяснить наблюдаемые характеристики V2466 Cyg и подобных объектов, выделенных Вакаматсу и др. (2017).

Исследуя изменения периодов сверхгорбов переменных типа SU UMa, можно выявить две отличающиеся друг от друга группы звезд. На графиках $O - C$ некоторых карликовых новых стадия В развития сверхгорбов выражена слабо или вовсе отсутствует. В качестве примера можно привести MN Dra и UV Gem (Като и др., 2009). Вторая группа звезд, в которую входит и V2466 Cyg, показывает ярко выраженную стадию В. Рассматривая вариации периода таких звезд из серии работ по изучению эволюции периодов сверхгорбов (Като и др., 2015, 2016, 2017, 2020), мы заметили, что звезды с длинными периодами сверхгорбов демонстрируют более короткую продолжительность стадии В, стадия В занимает меньшую долю фазы плато сверхвыскачки (рис. 14). Обнаруженная зависимость, по нашему мнению, отражает тот факт, что полость Роша белого карлика тесных двойных систем с коротким P_{orb} (P_{sh}) имеет относительно небольшие размеры, и во время развития сверхвыскачки внешние части диска быстро достигают

необходимого резонансного радиуса 3 : 1 и дольше испытывают приливное воздействие вторичного компонента.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено подробное фотометрическое исследование карликовой новой V2466 Cyg в течение двух сверхвыскачек 2003 и 2019 гг. После основной вспышки 2019 г. зафиксирован одиночный короткий ребрайтинг. Амплитуда сверхвыскачки 2019 г. в полосе R_c составила 7.4 звездной величины, пределы изменения блеска R_c : 15.52–22.93.

Прослежена эволюция периода и амплитуды сверхгорбов во время двух наблюдавшихся сверхвыскачек. На графике $O - C$ выделены три стадии изменения периода сверхгорбов, характерные для большого числа карликовых новых типа SU UMa. Определены периоды сверхгорбов на стадиях А и С, равные 0^d08203(5) и 0^d08118(3) соответственно. На стадии В период сверхгорбов линейно увеличивается, средний период составил 0^d08143(3), относительное приращение периода сверхгорбов $P_{\text{dot}} = 10.4(1.4) \times 10^{-5}$.

Показано, что V2466 Cyg относится к очень немногочисленной группе необычных маломассивных тесных двойных систем, сочетающих наблюдательные проявления проэволюционировавших карликовых новых, а именно редкие вспышки большой амплитуды, длинные сверхциклы, с признаками непрэволюционировавших звезд типа SU UMa, такими как большой период сверхгорбов и одиночный короткий ребрайтенинг.

В качестве дополнительного результата в окрестностях V2466 Cyg обнаружено и исследовано 20 новых переменных звезд.

Мы благодарим проф. К.А. Постнова и проф. Н.Н. Самую за полезные обсуждения, а также анонимных рецензентов за ценные замечания. Это исследование стало возможным благодаря наблюдениям на 60-см рефлекторе КГО ГАИШ МГУ, установленном на средства Программы научного развития МГУ им. М.В. Ломоносова, а также благодаря использованию обзора AAVSO Photometric All-Sky Survey (APASS), финансируемого Научным фондом Роберта Мартина Айерса и NSF AST-1412587. К.В. Соколовский благодарит за поддержку Фонд Паккарда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амери (J.M. Hameury), *Adv. Sp. Res.* **66**, 1004 (2020).
2. Антипин, Кролл (S.V. Antipin and P. Kroll), *Inform. Bull. Var. Stars* **5461**, 1 (2003).
3. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.A. Belinskii, N.I. Shatskii, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, D.V. Cheryasov, S.V. Zhuiko), *Astron. Rep.* **64**, 310 (2020).
4. Вакаматсу и др. (Y. Wakamatsu, K. Isogai, M. Kimura, T. Kato, T. Vanmunster, G. Stone, T. Tordai, M. Richmond, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **69**, 89 (2017).
5. Даунс и др. (R.A. Downes, A.A. Henden, and A. Price), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **113**, 764 (2001).
6. Диминг (T.J. Deeming), *Astrophys. Space Sci.* **36**, 137 (1975).
7. Имада и др. (A. Imada, K. Kubota, T. Kato, D. Nogami, H. Maehara, K. Nakajima, M. Uemura, and R. Ishioka), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **58**, L23 (2006).
8. Като (T. Kato), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **54**, L11 (2002).
9. Като (T. Kato), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **67**, 108 (2015).
10. Като и др. (T. Kato, A. Imada, M. Uemura, D. Nogami, H. Maehara, R. Ishioka, H. Baba, K. Matsumoto, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **61**, S395 (2009).
11. Като и др. (T. Kato, F.-J. Hambsch, P.A. Dubovsky, I. Kudzej, B. Monard, I. Miller, H. Itoh, S. Kiyota, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **67**, 105 (2015).
12. Като и др. (T. Kato, F.-J. Hambsch, B. Monard, T. Vanmunster, Y. Maeda, I. Miller, H. Itoh, S. Kiyota, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **68**, 65 (2016).
13. Като и др. (T. Kato, K. Isogai, F.-J. Hambsch, T. Vanmunster, H. Itoh, B. Monard, T. Tordai, M. Kimura, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **69**, 75 (2017).
14. Като и др. (T. Kato, K. Isogai, Y. Wakamatsu, F.-J. Hambsch, H. Itoh, T. Tordai, T. Vanmunster, P. A. Dubovsky, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **72**, 14 (2020).
15. Кочанек и др. (C.S. Kochanek, B.J. Shappee, K.Z. Stanek, T.W.S. Holoien, T.A. Thompson, J.L. Prieto, S. Dong, J.V. Shields, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **129**, 104502 (2017).
16. Мейер и Мейер-Гофмейстер (F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **67**, 52 (2015).
17. Монэ и др. (D.G. Monet, S.E. Levine, B. Canzian, H.D. Ables, A.R. Bird, C.C. Dahn, H.H. Guetter, H.C. Harris, et al.), *Astron. J.* **125**, 984 (2003).
18. Осаки (Y. Osaki), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **41**, 1005 (1989).
19. Осаки (Y. Osaki), *Proc. of the Japan Academy, Ser. B* **81**, 291 (2005).
20. Осаки, Като (Y. Osaki and T. Kato), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **65**, 50 (2013).
21. Самусь и др. (N.N. Samus', E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E.N. Pastukhova), *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017).
22. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, P. Gavras, A. Karamelas, S.V. Antipin, I. Bellas-Velidis, P. Benni, A.Z. Bonanos, A.Y. Burdanov, et al.), *MNRAS* **464**, 274 (2017).
23. Соколовский, Лебедев (K.V. Sokolovsky and A.A. Lebedev), *Astron. Comput.* **22**, 28 (2018).
24. Тампо и др. (Y. Tampo, K. Naoto, K. Isogai, T. Kato, M. Kimura, Y. Wakamatsu, D. Nogami, T. Vanmunster, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **72**, 49 (2020).
25. Торрес и др. (M.A.P. Torres, J. Casares, F. Jiménez-Ibarra, T. Muñoz-Darias, M. Armas Padilla, P.G. Jonker, and M. Heida), *Astrophys. J. Lett.* **882**, L21 (2019).
26. Уайтхерст (R. Whitehurst), *MNRAS* **232**, 35 (1988).
27. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, 1995).
28. Уотсон и др. (C.L. Watson, A.A. Henden, and A. Price), *Soc. Astron. Sci. Ann. Symp.* **25**, 47 (2006).
29. Хауэлл и др. (S.B. Howell, P. Szkody, and J.K. Cannizzo), *Astrophys. J.* **439**, 337 (1995).
30. Хеллер (C. Hellier), *Cataclysmic Variable Stars* (Springer, Berlin, 2001).
31. Хироэ, Осаки (M. Hirose and Y. Osaki), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **42**, 135 (1990).

ПЕРЕМЕННАЯ ТИПА RRab Т Меп: ИЗМЕНЯЕМОСТЬ ПЕРИОДА И ЭФФЕКТ БЛАЖКО

© 2020 г. Л. Н. Бердников^{1*}, А. Ю. Князев^{1,2,3}, А. К. Дамбис¹, В. В. Кравцов¹

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

²Южно-Африканская астрономическая обсерватория, Кейптаун, ЮАР

³Южный Африканский Большой телескоп, Кейптаун, ЮАР

Поступила в редакцию 25.08.2020 г.

После доработки 21.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Для лириды Т Меп на 76-см телескопе Южно-Африканской астрономической обсерватории (SAAO, ЮАР) и на 1-м телескопах Las Cumbres Observatory Global Telescope (LCOGT) в 2012–2014 гг. было получено 3296 ПЗС-кадров в фотометрической системе BVI_c . Наши наблюдения показали несколько повышенный разброс точек на кривой блеска, что позволило обнаружить эффект Блажко с периодом $\sim 18^d.49$. Для изучения изменчивости пульсационного периода мы использовали все имеющиеся наблюдения, в том числе 1325 оценок блеска из оцифрованной фототеки обсерватории Гарвардского университета (проект DASCH), что позволило нам построить $O - C$ диаграмму, охватывающую временной интервал 125 лет, и впервые обнаружить по меньшей мере три скачкообразных изменения периода пульсаций.

Ключевые слова: звезды типа RR Лиры, эффект Блажко, изменчивость периодов пульсаций, фотометрия.

DOI: 10.31857/S0320010820100034

ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа RR Лиры, в силу их высокой светимости и большого возраста, являются идеальными индикаторами расстояний для изучения структуры и кинематики старых подсистем Галактики — гало и толстого диска. Однако к 2010 г. число лирид с высокоточной многоцветной фотометрией в оптическом диапазоне было невелико — всего около 300 (Бирс, 2000; Дамбис и др., 2009). Поэтому мы начали программу фотометрических наблюдений как можно большего числа лирид, включая Т Меп.

Наши первые наблюдения лирид (Бердников и др., 2012) показали повышенный разброс точек на кривых блеска десятка звезд, что заставило заподозрить наличие эффекта Блажко (1907), для изучения которого мы продолжили наблюдения этих объектов. Результаты исследований двух лирид уже опубликованы: SW Dor (Бердников и др., 2016) и DU Меп (Бердников и др., 2017). В данной работе мы изучаем Т Меп.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

ПЗС-наблюдения Т Меп проводились в течение четырех наблюдательных сезонов с декабря 2010 г. по январь 2014 г. (интервал JD 2455533–56676) на 76-см телескопе Южно-Африканской астрономической обсерватории (SAAO) в ЮАР, где использовалась камера SBIG CCD ST-10XME, оснащенная фильтрами BVI_c системы Крона–Казинса (Казинс, 1976). Методика наблюдений и обработки описана в работе Бердникова и др. (2012), где были опубликованы 322 наблюдения, полученные в первый наблюдательный сезон. В течение следующих трех сезонов были получены 2722 ПЗС-кадра; ошибки фотометрии близки к $0^m.01$.

Кроме того, мы использовали Las Cumbres Observatory Global Telescope (LCOGT) Network (Браун и др., 2013), где в интервале JD 2456635–56687 были получены 574 ПЗС-снимка в фильтрах BVI_c . Для обработки LCOGT-наблюдений применялась дифференциальная фотометрия относительно вторичных стандартов, величины которых были определены по наблюдениям в SAAO; ошибки фотометрии здесь близки к $0^m.02$.

*Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru

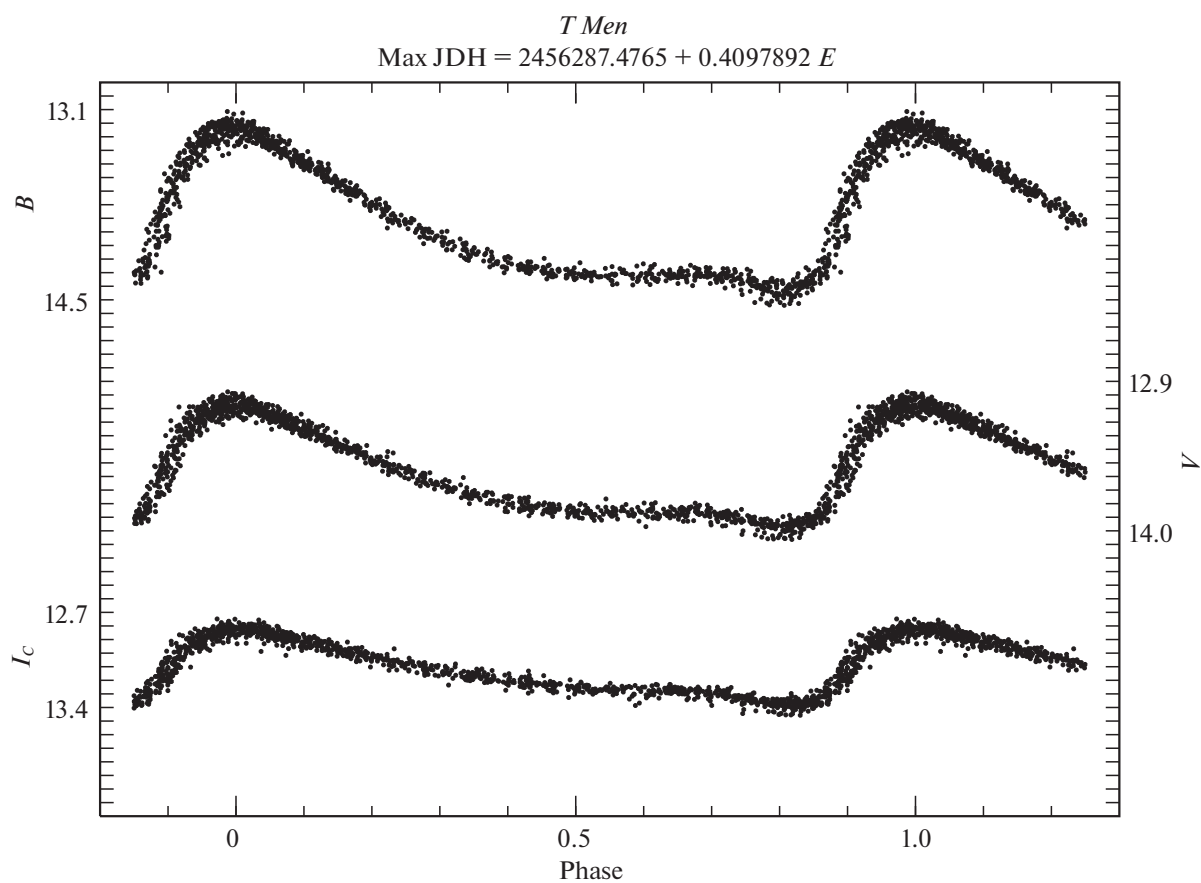


Рис. 1. Кривые изменения блеска лириды Т Мен в фильтрах *B*, *V* и *I_c*. Несколько повышенный разброс точек обусловлен эффектом Блажко.

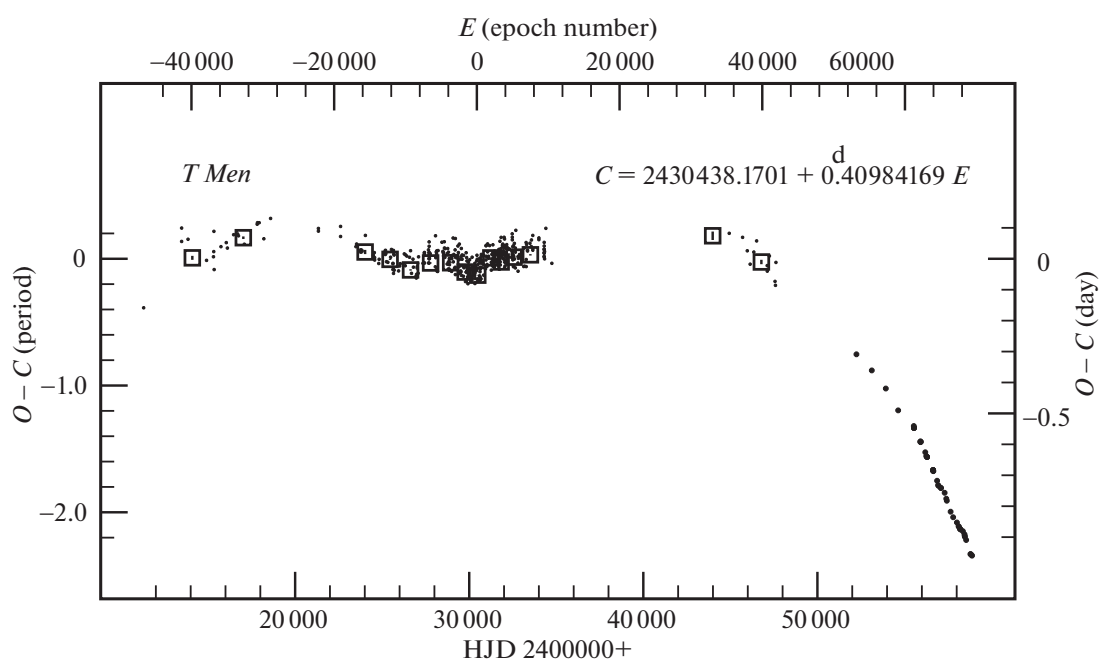


Рис. 2. *O* – *C* диаграмма Т Мен.

Таблица 1. Наблюдательный материал для Т Меп

Источник данных	Число наблюдений	Тип наблюдений	Интервал JD
DASCH	1325	Фотографические (pg)	2411298–2447773
Герцшпрунг (1929)	46	Фотографические (pg)	2423756–2423799
ASAS-3	517	V	2451868–2455166
ASAS-SN	4383	V, g'	2456776–2458871
OGLE	801	V, I_c	2455260–2457507
Бердников и др. (2012)	322	BVI_c	2455533–2455564
Бердников и др. (2020)	3296	BVI_c	2455896–2456687

Все наши новые наблюдения опубликованы в статье Бердникова и др. (2020). Кривая блеска, построенная с элементами

$$\text{Max } HJD = 2456287.4765 + 0.4097892 E, \quad (1)$$

изображена на рис. 1, который подтверждает наличие эффекта Блажко, заподозренного нами ранее (Бердников и др., 2012).

Для исследования изменяемости периода, кроме наших наблюдений, мы использовали фотографические наблюдения из базы данных оцифрованных фотопластинок Гарвардского университета DASCH (Гриндлей, 2009) и фотографические наблюдения из работы Герцшпрунга (1929), а также ПЗС-наблюдения из обзоров ASAS-3 (Поймански, 2002), ASAS-SN (Ясингхе и др., 2019) и OGLE (Сошински и др., 2016).

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 1. Самая старая фотопластинка с изображением Т Меп, хранящаяся в гарвардской фототеке, была получена в 1895 г., а последний ПЗС-снимок — в 2020 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 125 лет.

ИЗМЕНЯЕМОСТЬ ПУСАЦИОННОГО ПЕРИОДА

Для изучения изменяемости периода пульсаций Т Меп мы используем общепринятую методику анализа $O - C$ диаграмм. Самым точным методом определения остатков $O - C$ является метод Герцшпрунга (1919), машинная реализация которого описана в работе Бердникова (1992).

Результаты обработки сезонных кривых Т Меп методом Герцшпрунга приведены в табл. 2. В первом и втором столбцах даны моменты максимального блеска и ошибки их определения, в третьем —

тип используемых наблюдений (см. табл. 1), в четвертом и пятом — номер эпохи E и значение остатка $O - C$, а в шестом и седьмом — число наблюдений N и источник данных. Данные из табл. 2 изображены на $O - C$ диаграмме (рис. 2) квадратиками (фотографические наблюдения) и кружками (все остальные) с вертикальными черточками, указывающими пределы ошибок определения остатков $O - C$, вычисленных относительно средних элементов для фотографических наблюдений:

$$\text{Max } HJD = 2430438.1701 + 0.40984169 E. \quad (2)$$

Из-за отсутствия наблюдений в трех больших прогалах в окрестностях JD 2420000, 2440000 и 2450000 возможны просчеты эпох E , поэтому при построении $O - C$ диаграммы мы дополнительно изобразили точками моменты поярчаний, т.е. юлианские даты фотографических пластинок, на которых яркость Т Меп близка к максимальной. Отметим, что теперь в окрестности JD 2420000 просчета эпохи нет, однако, в двух других — просчет возможен.

$O - C$ диаграмму можно представить отрезками прямых линий, что указывает на серию скачкообразных изменений периода. На $O - C$ диаграмме для ПЗС-наблюдений (рис. 3), построенной с элементами (1), видны два скачка периода, т.е. существуют еще два интервала JD (до и после наших наблюдений), где действуют другие элементы, которые вместе с элементами (1) и (2) помещены в табл. 3. В последней строке табл. 3 приведены текущие элементы.

По ПЗС-наблюдениям было найдено, что максимумы в фильтре B наступают раньше на 0^d0005, чем в фильтре V , а в фильтрах I_c и g' — позже на 0^d0039 и 0^d0013 соответственно. Эти поправки учитывались при построении рис. 2 и рис. 3 и

Таблица 2. Моменты максимального блеска Т Мен

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2414094.5058	0.0064	pg	-39878	0.0030	23	DASCH
2417024.1193	0.0041	pg	-32730	0.0681	22	DASCH
2423779.4969	0.0028	pg	-16247	0.0252	46	Герцшпрунг (1929)
2424020.0707	0.0068	pg	-15660	0.0219	30	DASCH
2425454.0830	0.0018	pg	-12161	-0.0019	60	DASCH
2426629.8846	0.0022	pg	-9292	-0.0361	84	DASCH
2427781.5622	0.0014	pg	-6482	-0.0136	140	DASCH
2428934.8575	0.0016	pg	-3668	-0.0128	151	DASCH
2429765.5765	0.0016	pg	-1641	-0.0429	113	DASCH
2430490.9863	0.0009	pg	129	-0.0529	126	DASCH
2431241.8720	0.0012	pg	1961	0.0028	136	DASCH
2431832.8506	0.0011	pg	3403	-0.0103	189	DASCH
2432572.2206	0.0015	pg	5207	0.0053	132	DASCH
2433513.6345	0.0023	pg	7504	0.0128	60	DASCH
2443984.3315	0.0137	pg	33052	0.0744	29	DASCH
2446781.4163	0.0071	pg	39877	-0.0104	30	DASCH
2452241.4391	0.0016	V	53200	-0.3089	129	ASAS-3
2453123.3663	0.0020	V	55352	-0.3610	125	ASAS-3
2453928.2369	0.0016	V	57316	-0.4195	129	ASAS-3
2454638.8317	0.0015	V	59050	-0.4902	134	ASAS-3
2455535.9284	0.0011	I_c	61239	-0.5408	242	OGLE
2455545.3443	0.0004	B	61262	-0.5470	115	Бердников и др. (2012)
2455545.3485	0.0005	I_c	61262	-0.5471	103	Бердников и др. (2012)
2455545.7545	0.0004	V	61263	-0.5470	104	Бердников и др. (2012)
2455554.3615	0.0007	V	61284	-0.5468	79	OGLE
2455919.4903	0.0003	I_c	62175	-0.5907	388	Бердников и др. (2020)
2455920.3059	0.0003	V	62177	-0.5910	462	Бердников и др. (2020)
2455922.3527	0.0003	B	62182	-0.5929	332	Бердников и др. (2020)
2455934.2433	0.0006	I_c	62211	-0.5920	230	OGLE
2456196.5045	0.0011	V	62851	-0.6256	39	OGLE
2456252.2344	0.0010	I_c	62987	-0.6380	83	OGLE
2456298.1296	0.0003	B	63099	-0.6408	271	Бердников и др. (2020)
2456298.5397	0.0003	V	63100	-0.6411	271	Бердников и др. (2020)

Таблица 2. Окончание

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2456298.5435	0.0004	I_c	63100	-0.6411	269	Бердников и др. (2020)
2456642.7648	0.0004	V	63940	-0.6829	245	Бердников и др. (2020)
2456642.7687	0.0005	I_c	63940	-0.6829	242	Бердников и др. (2020)
2456643.1737	0.0003	B	63941	-0.6834	242	Бердников и др. (2020)
2456647.2766	0.0004	I_c	63951	-0.6833	256	Бердников и др. (2020)
2456655.4661	0.0004	V	63971	-0.6868	157	Бердников и др. (2020)
2456655.4664	0.0004	B	63971	-0.6860	161	Бердников и др. (2020)
2456874.7043	0.0008	I_c	64506	-0.7177	72	OGLE
2456933.2936	0.0006	V	64649	-0.7319	185	ASAS-SN
2456962.7997	0.0006	V	64721	-0.7344	201	ASAS-SN
2457093.9423	0.0005	V	65041	-0.7412	202	ASAS-SN
2457097.6310	0.0005	V	65050	-0.7410	209	ASAS-SN
2457307.8642	0.0006	V	65563	-0.7566	152	ASAS-SN
2457402.5224	0.0006	I_c	65794	-0.7757	56	OGLE
2457432.0205	0.0007	V	65866	-0.7823	150	ASAS-SN
2457651.2504	0.0006	V	66401	-0.8177	145	ASAS-SN
2457797.9557	0.0005	V	66759	-0.8357	165	ASAS-SN
2458012.6959	0.0006	V	67283	-0.8526	172	ASAS-SN
2458108.5880	0.0004	g'	67517	-0.8648	221	ASAS-SN
2458125.3882	0.0005	V	67558	-0.8668	171	ASAS-SN
2458186.0402	0.0006	g'	67706	-0.8727	187	ASAS-SN
2458200.3832	0.0004	g'	67741	-0.8741	221	ASAS-SN
2458214.7266	0.0005	g'	67776	-0.8752	205	ASAS-SN
2458353.6561	0.0006	V	68115	-0.8808	118	ASAS-SN
2458446.6815	0.0004	g'	68342	-0.8907	250	ASAS-SN
2458460.6110	0.0005	g'	68376	-0.8957	158	ASAS-SN
2458470.0339	0.0005	g'	68399	-0.8992	231	ASAS-SN
2458544.2052	0.0005	g'	68580	-0.9093	267	ASAS-SN
2458789.6549	0.0006	g'	69179	-0.9548	158	ASAS-SN
2458808.5070	0.0005	g'	69225	-0.9554	214	ASAS-SN
2458851.5377	0.0007	g'	69330	-0.9581	251	ASAS-SN
2458879.8150	0.0008	g'	69399	-0.9599	150	ASAS-SN

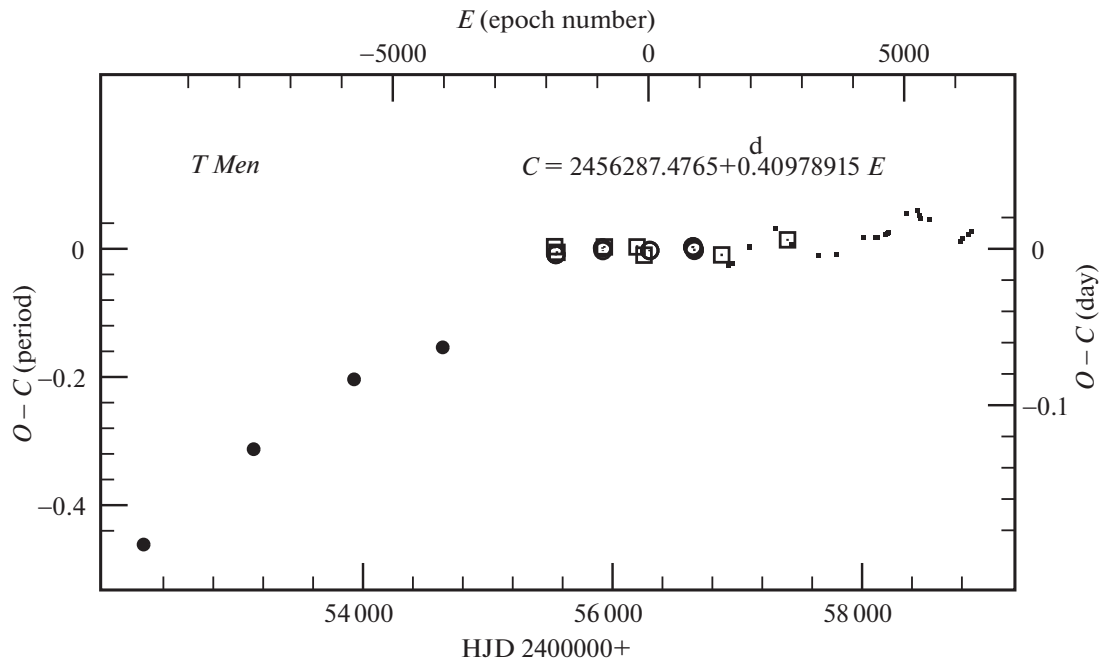


Рис. 3. $O - C$ диаграмма Т Мен для ПЗС-наблюдений. Данные ASAS, ASAS-SN и OGLE обозначены заполненными кружками, точками и пустыми квадратами соответственно, а наши данные обозначены пустыми кружками.

Таблица 3. Элементы изменения блеска Т Мен

Интервал JD	Начальная эпоха (JD)	Период, сут
2411298–2447773	2430438.1701 ± 0.0226	$0.40984169 \pm 0.00000984$
2452000–2455600	2453893.3944 ± 0.0041	$0.40981109 \pm 0.00000146$
2455600–2456700	2456287.4765 ± 0.0022	$0.40978920 \pm 0.00000118$
2456700–2459600	2457877.0548 ± 0.0014	$0.40979317 \pm 0.00000091$

определении элементов, которые таким образом относятся к системе V.

Отметим, что полученные здесь результаты по изменямости периода основаны на конкретных стандартных кривых, которые опубликованы в работе Бердникова и др. (2020).

ЭФФЕКТ БЛАЖКО

Для поиска периода эффекта Блажко мы использовали метод Горанского (1976), который заключается в следующем. Для каждого пробного значения периода Блажко P_{Bl} все наблюдения делятся по фазам P_{Bl} (в нашем случае) на 10 равных интервалов, внутри которых проводится сортировка по фазам основного периода. Затем вычисляется

суммарный параметр рассеяния S_N , который представляет собой нормализованную сумму квадратов отклонений каждой последующей точки составной кривой блеска от предыдущей по фазе точки. Для реального значения P_{Bl} в каждом из 10 интервалов (рис. 4) почти не содержится рассеяния наблюдений, вызванного самим эффектом Блажко, поэтому величина параметра рассеяния S_N будет минимальная (рис. 5).

К сожалению, низкая точность фотографических и ПЗС-наблюдений из каталога ASAS-3 (где Т Мен близка к пределу, почему эффект Блажко и не был обнаружен Щигелем и Фабрички (2007), которые исследовали все лириды из каталога ASAS-3) не позволила определить P_{Bl} . Кроме того, после JD 2456800 пульсационный период ис-

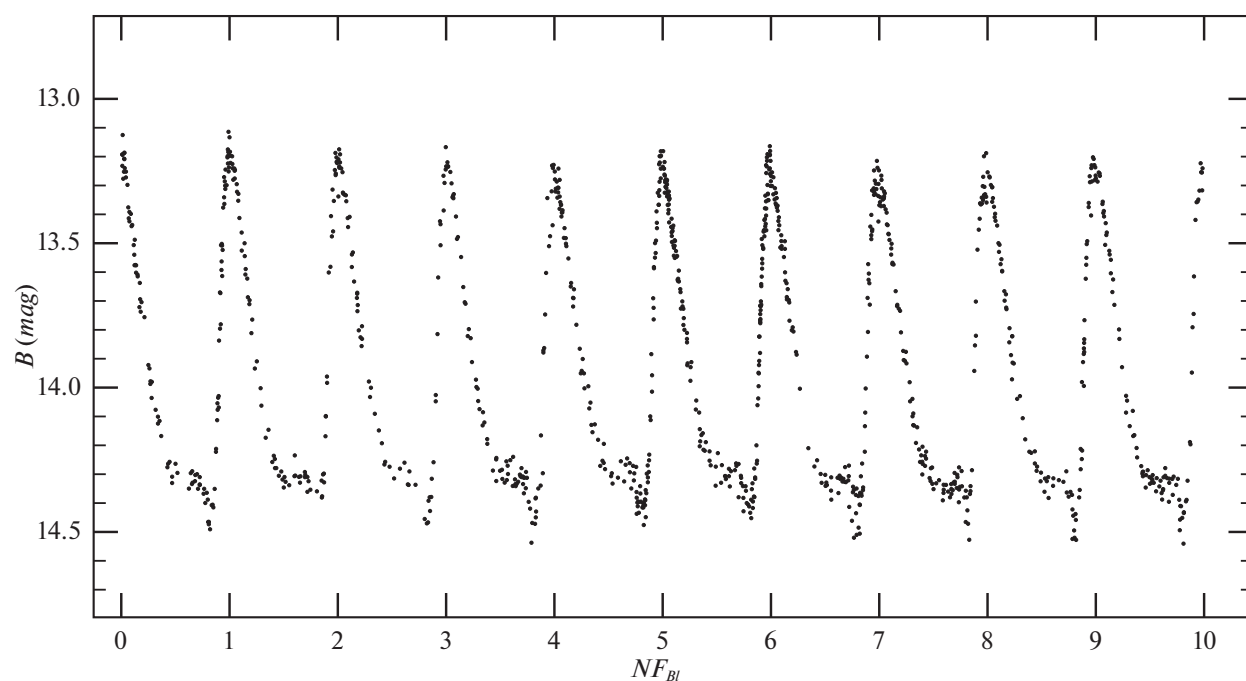


Рис. 4. Фазовая кривая блеска Т Меп в фильтре B в 10 последовательных узких интервалах фаз NF_{Bl} периода эффекта Блажко ($P_{Bl} = 18^{\text{d}}49$).

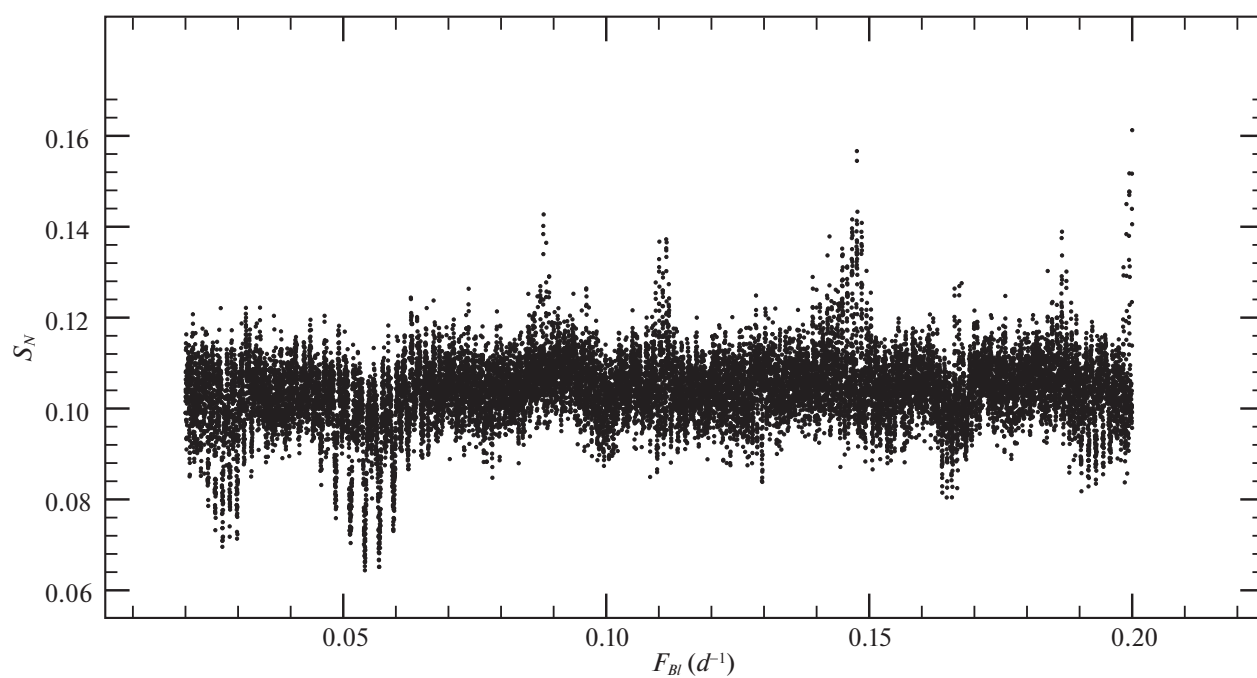


Рис. 5. Зависимость нормированного параметра рассеяния S_N от пробного значения F_{Bl} частоты эффекта Блажко для наблюдений Т Меп в фильтре B . Параметр рассеяния S_N достигает минимума при $F_{Bl} = 0.054072$ ($P_{Bl} = 18^{\text{d}}49$).

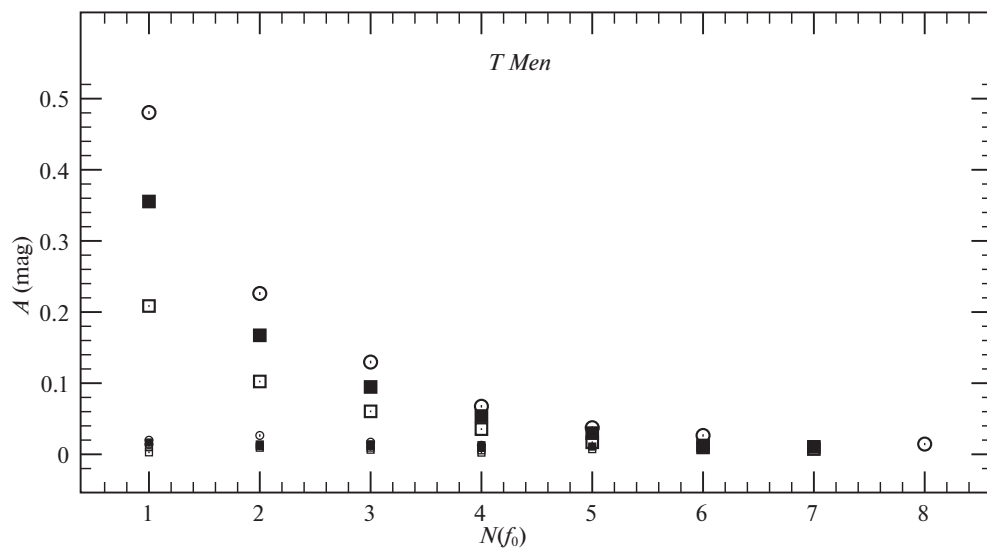


Рис. 6. Зависимость амплитуд A из табл. 4 в фильтрах B (пустые кружки), V (заполненные квадратики) и I_c (пустые квадратики) от порядка гармоники $N(f_0)$. Амплитуды гармоник изображены большими, а амплитуды левых и правых компонентов триплетов изображены маленькими значками.

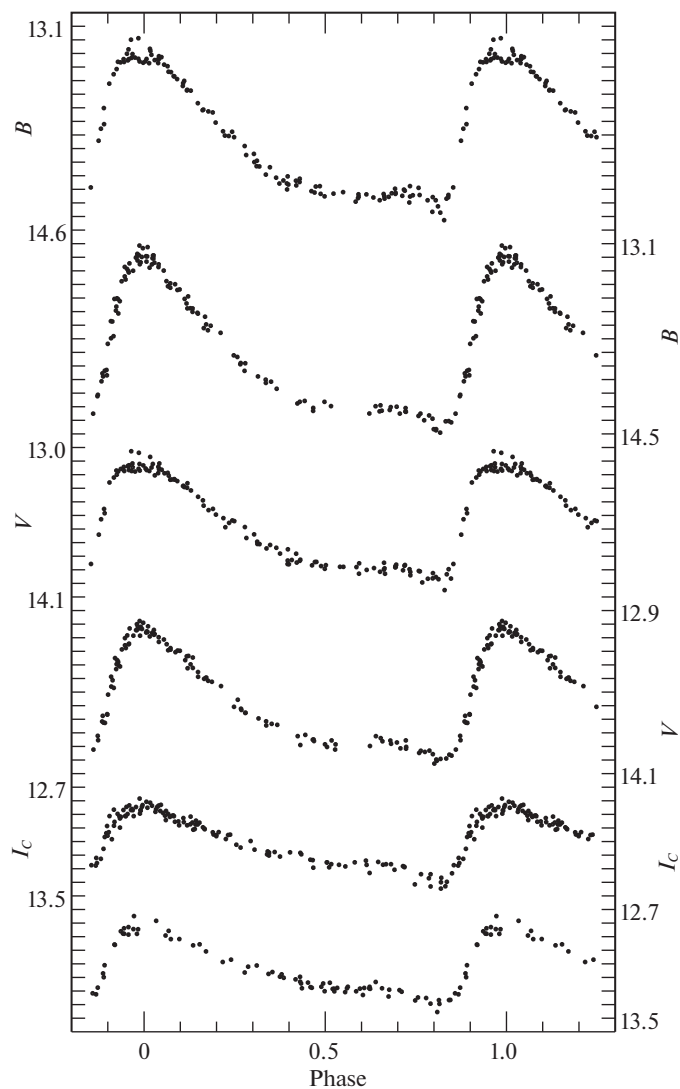


Рис. 7. Кривые блеска Т Мен в фильтрах B , V и I_c в узких интервалах фаз P_{BI} , соответствующих максимальной и минимальной амплитуде (по наблюдениям, полученным в данной работе).

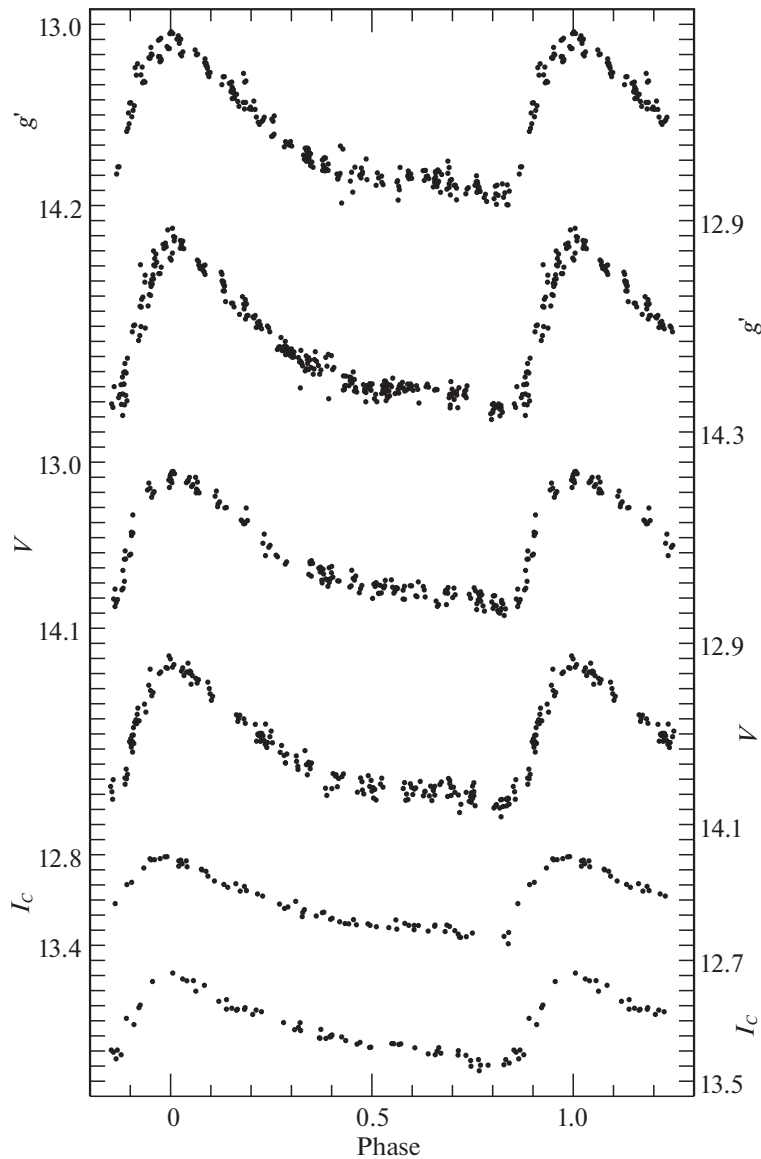


Рис. 8. Кривые блеска Т Мен в узких интервалах фаз P_{BI} , соответствующих максимальной и минимальной амплитуде, в фильтрах V и g' (ASAS-SN) и в фильтре I_c (OGLE).

пытывает значительные изменения (рис. 3), что затрудняет поиск P_{BI} по данным ASAS-SN и OGLE. Поэтому мы вынуждены были ограничиться только нашими ПЗС-наблюдениями.

Минимальные значения параметра рассеяния для наблюдений в фильтрах B , V и I_c соответствуют величине P_{BI} 18^d494 , 18^d498 и 18^d482 соответственно.

Используя программу PERIOD04 (Ленц, Брегер, 2004), мы посчитали спектр мощности для наблюдений в трех фильтрах. В табл. 4 приведены наиболее надежные частоты триплетов гармоник пульсационного периода; разность частот компонентов и соответствующей гармоники и дает частоту эффекта Блажко. Зависимость амплитуд

триплетов от порядка гармоник, показанная на рис. 6, согласуется с результатами, полученными для других лирид с эффектом Блажко (Коленберг, 2009, 2011).

23 компонента триплетов гармоник дают среднюю частоту эффекта Блажко $0.054081 d^{-1}$, что соответствует периоду 18^d491 . Среднее значение периода эффекта Блажко по двум методам $P_{BI} = 18^d49 \pm 0^d02$.

На рис. 7 приведены кривые блеска Т Мен в фильтрах B , V и I_c , свернутые с пульсационным периодом в узких интервалах фаз P_{BI} , соответствующих максимальной и минимальной амплитуде.

По данным табл. 2 были учтены смещения сезонных кривых для наблюдений из каталогов

Таблица 4. Амплитуды и фазы компонентов пульсационных и модуляционных колебаний Т Меп

Фильтр	Комбинация частот	Частота (d^{-1})	Амплитуда (mag)	Фаза ($rad/2\pi$)
B	$f_0 - f_{Bl}$	2.3861337 ± 0.0000518	0.0142 ± 0.0017	0.8088 ± 0.0172
I_c	$f_0 - f_{Bl}$	2.3861884 ± 0.0002113	0.0028 ± 0.0012	0.6705 ± 0.0704
V	f_0	2.4402845 ± 0.0000021	0.3554 ± 0.0018	0.2053 ± 0.0007
B	f_0	2.4402852 ± 0.0000015	0.4805 ± 0.0020	0.1745 ± 0.0005
I_c	f_0	2.4402854 ± 0.0000029	0.2085 ± 0.0012	0.1316 ± 0.0009
V	$f_0 + f_{Bl}$	2.4943508 ± 0.0000458	0.0166 ± 0.0017	0.7727 ± 0.0152
I_c	$f_0 + f_{Bl}$	2.4944276 ± 0.0000602	0.0100 ± 0.0012	0.4548 ± 0.0200
B	$f_0 + f_{Bl}$	2.4944179 ± 0.0000371	0.0198 ± 0.0017	0.0468 ± 0.0123
V	$2f_0 - f_{Bl}$	4.8263329 ± 0.0000664	0.0115 ± 0.0017	0.2837 ± 0.0221
I_c	$2f_0$	4.8805582 ± 0.0000059	0.1024 ± 0.0012	0.3635 ± 0.0019
V	$2f_0$	4.8805600 ± 0.0000045	0.1673 ± 0.0018	0.2670 ± 0.0015
B	$2f_0$	4.8805677 ± 0.0000032	0.2261 ± 0.0021	0.8351 ± 0.0010
I_c	$2f_0 + f_{Bl}$	4.9346037 ± 0.0000645	0.0093 ± 0.0012	0.1579 ± 0.0215
B	$2f_0 + f_{Bl}$	4.9347214 ± 0.0000277	0.0265 ± 0.0018	0.5551 ± 0.0092
V	$2f_0 + f_{Bl}$	4.9347854 ± 0.0000546	0.0139 ± 0.0018	0.9419 ± 0.0182
I_c	$3f_0 - f_{Bl}$	7.2667908 ± 0.0000925	0.0065 ± 0.0012	0.1191 ± 0.0308
V	$3f_0 - f_{Bl}$	7.2668161 ± 0.0000655	0.0116 ± 0.0018	0.7248 ± 0.0218
B	$3f_0$	7.3208032 ± 0.0000056	0.1297 ± 0.0019	0.2502 ± 0.0018
I_c	$3f_0$	7.3208287 ± 0.0000100	0.0604 ± 0.0012	0.7926 ± 0.0033
V	$3f_0$	7.3208309 ± 0.0000000	0.0947 ± 0.0017	0.6839 ± 0.0026
B	$3f_0 + f_{Bl}$	7.3747541 ± 0.0000429	0.0171 ± 0.0018	0.3658 ± 0.0143
V	$3f_0 + f_{Bl}$	7.3749567 ± 0.0000540	0.0141 ± 0.0018	0.9339 ± 0.0180
I_c	$3f_0 + f_{Bl}$	7.3750184 ± 0.0000643	0.0094 ± 0.0012	0.4204 ± 0.0214
V	$4f_0 - f_{Bl}$	9.7070023 ± 0.0000843	0.0090 ± 0.0017	0.9179 ± 0.0281
I_c	$4f_0 - f_{Bl}$	9.7070864 ± 0.0001067	0.0056 ± 0.0012	0.1212 ± 0.0355
B	$4f_0$	9.7610907 ± 0.0000109	0.0675 ± 0.0018	0.7256 ± 0.0036
I_c	$4f_0$	9.7610964 ± 0.0000170	0.0354 ± 0.0012	0.4088 ± 0.0056
V	$4f_0$	9.7610974 ± 0.0000141	0.0538 ± 0.0018	0.3486 ± 0.0047
B	$4f_0 + f_{Bl}$	9.8152016 ± 0.0000577	0.0127 ± 0.0017	0.7555 ± 0.0192
V	$4f_0 + f_{Bl}$	9.8152147 ± 0.0000596	0.0128 ± 0.0018	0.0424 ± 0.0198
I_c	$4f_0 + f_{Bl}$	9.8155805 ± 0.0002427	0.0024 ± 0.0012	0.4182 ± 0.0809

Таблица 4. Окончание

Фильтр	Комбинация частот	Частота (d^{-1})	Амплитуда (mag)	Фаза ($rad/2\pi$)
B	$5f_0$	12.2013623 ± 0.0000196	0.0374 ± 0.0018	0.1339 ± 0.0065
V	$5f_0$	12.2013782 ± 0.0000255	0.0298 ± 0.0018	0.2184 ± 0.0085
I_c	$5f_0$	12.2014049 ± 0.0000358	0.0169 ± 0.0012	0.7086 ± 0.0119
V	$5f_0 + f_{Bl}$	12.2553786 ± 0.0000699	0.0109 ± 0.0018	0.4770 ± 0.0233
I_c	$5f_0 + f_{Bl}$	12.2554156 ± 0.0000818	0.0073 ± 0.0012	0.3632 ± 0.0272
I_c	$6f_0$	14.6415756 ± 0.0000620	0.0097 ± 0.0012	0.7673 ± 0.0206
B	$6f_0$	14.6416413 ± 0.0000278	0.0265 ± 0.0017	0.1112 ± 0.0092
V	$6f_0$	14.6417000 ± 0.0000615	0.0124 ± 0.0023	0.7890 ± 0.0205
I_c	$6f_0 + f_{Bl}$	14.6956327 ± 0.0000898	0.0067 ± 0.0012	0.9247 ± 0.0299
V	$6f_0 + f_{Bl}$	14.6956457 ± 0.0000911	0.0083 ± 0.0017	0.1881 ± 0.0303
I_c	$7f_0$	17.0820044 ± 0.0000812	0.0074 ± 0.0012	0.3322 ± 0.0270
V	$7f_0$	17.0820528 ± 0.0000725	0.0105 ± 0.0017	0.6230 ± 0.0241
B	$8f_0$	19.5221327 ± 0.0000510	0.0144 ± 0.0016	0.7848 ± 0.0170

ASAS-SN и OGLE, и на рис. 8 показаны кривые блеска Т Меп в фильтрах V , g' и I_c , свернутые с пульсационным периодом в узких интервалах фаз $P_{Bl} = 18^d49$, соответствующих максимальной и минимальной амплитуде. Рисунок 8 подтверждает реальность найденного значения: P_{Bl} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получено 3618 ПЗС-кадров в системе BVI_c для лириды Т Меп. Наши наблюдения позволили впервые обнаружить эффект Блажко у этой звезды и определить его период: $P_{Bl} = 18^d49 \pm 0^d02$.

3. Построена $O - C$ диаграмма для Т Меп, которая, благодаря фотографическим наблюдениям по Гарвардским фотопластинкам, охватывает временной интервал в 125 лет, что позволило впервые обнаружить по меньшей мере три скачкообразных изменения периода пульсаций.

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-02-00890 и 19-02-00611) и Национального Исследовательского Фонда (National Research Foundation) ЮАР. В данном исследовании использованы данные наблюдений Глобальной сети телескопов обсерватории Лас Кумбрес (Las Cumbres Observatory Global Telescope Network, LCOGT) и наблюдений, выполненных на Южноафриканской астрономической обсерватории (SAAO).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. **18**, 519 (1992) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. **18**, 207 (1992)].
2. Бердников и др. (Бердников Л.Н., Возякова О.В., Князев А.Ю., Кравцов В.В., Дамбис А.К., Жуйко С.В.), Астрон. журн. **89**, 328 (2012) [L.N. Berdnikov, O.V. Vosyakova, A.Yu. Kniazev, V.V. Kravtsov, A.K. Dambis, and S.V. Zhuiko, Astron. Rep. **56**, 290 (2012)].
3. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.Yu. Kniazev, A.K. Dambis, and V.V. Kravtsov), Variable Stars **40**, No.5 (2020).
4. Бердников и др. (Бердников Л.Н., Князев А.Ю., Дамбис А.К., Кравцов В.В., Пастухова Е.Н.), Письма в Астрон. журн. **43**, 538 (2017) [L.N. Berdnikov, A.Yu. Kniazev, A.K. Dambis, V.V. Kravtsov, and E.N. Pastukhova, Astron. Lett. **43**, 489 (2017)].
5. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.Yu. Kniazev, A.K. Dambis, V.V. Kravtsov, and R. Sefako), Astrophys. Space Sci. **361**, id. 320, 9 (2016).
6. Бирс и др. (T.C. Beers, M. Chiba, Y. Yoshii, I. Platais, R. Hanson, B. Fuchs, and S. Rossi), Astron. J. **119**, 2866 (2000).
7. Блажко (S. Blazhko), Astron. Nachr. **175**, 325 (1907).
8. Браун и др. (T.M. Brown, N. Baliber, F.B. Bianco, M. Bowman, B. Burleson, P. Conway, M. Crellin, and E. Depagne), Publ. Astron. Soc. Pacific **125**, 1031 (2013).

9. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), *Astron. Nachr.* **210**, 17 (1919).
10. Горанский В.П., *Переменные звезды. Приложение* **2**, 323 (1976).
11. Гриндлей и др. (J. Grindlay, S. Tang, R. Simcoe, S. Laycock, E. Los, D. Mink, A. Doane, and G. Champine), *ASP Conf. Ser.* **410**, 101 (2009).
12. Дамбис (A. Dambis), *MNRAS* **396**, 553 (2009).
13. Казинс (A.W.J. Cousins), *MmRAS* **81**, 25 (1976).
14. Коленберг и др. (K. Kolenberg, S. Bryson, R. Szabo, D.W. Kurtz, R. Smolec, J.M. Nemec, E. Guggenbreger, P. Moskalik, et al.), *MNRAS* **411**, 878 (2011).
15. Коленберг и др. (K. Kolenberg, E. Guggenberger, T. Medupe, P. Lenz, L. Schmitzberger, R.R. Shobbrook, P. Beck, B. Ngwato, et al.), *MNRAS* **396**, 263 (2009).
16. Летц, Бререп (P. Lenz and M. Breger), *Proceed. IAU Symp.* 224, 786 (2004).
17. Поймански (G. Pojmanski), *Acta Astron.* **52**, 397 (2002).
18. Сошински и др. (I. Soszynski, A. Udalski, M.K. Szymanski, L. Wyrzykowski, K. Ulaczyk, R. Poleski, P. Pietrukowicz, S. Kozlowski, et al.), *Acta Astron.* **66**, 131 (2016).
19. Щигель, Фабрицки (D.M. Szczygiel and D.C. Fabrycky), *MNRAS* **377**, 1263 (2007).
20. Яясингхе и др. (T. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoiien, Todd A. Thompson, J.L. Prieto, Dong Subo, et al.), *MNRAS* **485**, 961 (2019).

О СУЩЕСТВОВАНИИ СЕМЕЙСТВ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ ПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ

© 2020 г. А. С. Гулиев^{1*}, Р. А. Гулиев^{1**}

¹ Шамахинская астрофизическая обсерватория им. Н. Туси Национальной Академии Наук Азербайджана,
Шемахы, Азербайджан

Поступила в редакцию 24.04.2020 г.

После доработки 11.08.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Анализируются минимальные межорбитальные расстояния (MOID) для выборки долгопериодических комет (1360) и планет-гигантов Солнечной системы. Наши расчеты выявили значительное количество ДПК, возможно, имевших тесные сближения с планетами: Юпитер (268), Сатурн (176), Уран (81), Нептун (75). Среди них 107 случаев, когда комета подходит для двух и более планет. Помимо этого, также проведен анализ кометных орбит по критерию Тиссерана, который показал, что более 10% комет из “группы” Юпитера имеют значения $2 < T < 3$. Такие значения в несколько меньших количествах присутствуют и в группах других планет. Также была проведена проверка статистических результатов и выводов, полученных в ходе работы.

Ключевые слова: долгопериодические кометы, планеты-гиганты.

DOI: 10.31857/S0320010820100071

ВВЕДЕНИЕ

Предположение о существовании групп долгопериодических комет (ДПК) планет-гигантов имеет давнюю историю (см., например, Эпик, 1975; Всехсвятский, 1966; Гулиев, 2007, и др.). Однако наиболее предметно этот вопрос изучался Коноплевой (1980). Изучая MOID расстояния ДПК относительно Юпитера и Сатурна на базе соответствующего каталога, она подтвердила реальность данного предположения конкретными распределениями. При этом, по ее оценкам, семейство Сатурна является более внушительным по составу. В дальнейшем Дробышевский (1980) использовал данные Коноплевой для построения собственной космогонической концепции. Важность данного вопроса обусловлена двумя причинами: в исследованиях динамики кометных орбит Юпитер рассматривается как главное возмущающее тело, следовательно, существование кометных групп других планет-гигантов по этой логике вызывает вопрос. Если факт существования других семейств подтвердится, то его можно использовать в теоретических поисках неизвестных планет. По этим причинам в настоящей работе мы возвращаемся к данному вопросу с использованием новейших кометных данных и вычислительных ресурсов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ КОМЕТНЫЕ ДАННЫЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ РЕСУРСЫ

Наша работа базируется на анализе MOID значений ДПК относительно Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна. В работе использованы данные 1360 комет, наблюдавшихся до начала 2020 г. и имеющих расстояние в афелии больше 30 а.е. В дальнейшем для краткости этот список будем называть общей совокупностью (ОС). При анализе использовались данные кометного каталога Марсдена и Уильямса (2008), отдельные данные электронного циркуляра МРЕС за 2008–2019 гг., данные из JPL HORIZONS. При этом учтен факт распада комет (использованы данные только одного фрагмента с названием А). Данные комет-сангрейзеров не использовались. Наша ОС начинается кометой 1P и заканчивается объектом C/2019 Y1.

Что касается вычислительных ресурсов для определения значений MOID ДПК для планет-гигантов, в нашей работе использован численный метод Вишневого–Рикмана (Вишневский, Рикман, 2013), а также классический метод Гронки (2005). Первый используется в случае эллиптических (в том числе комет с экстремальными эксцентриситетами $e \approx 0.99$) и гиперболических орбит ($e > 1$), второй — для почти параболических

* Электронный адрес: quliyevayyub@gmail.com

** Электронный адрес: rustamdb@gmail.com

Таблица 1. Статистика наклонов орбит ДПК по четырем выделенным группам

Планета	Интервалы i , градусы						Проценты по T (интервал 2–3)
	0–30	30–60	60–90	90–120	120–150	150–180	
Юпитер	41	42	51	53	47	34	11.1/8.2
Сатурн	38	27	28	26	27	30	2.3/2.0
Уран	23	8	13	10	9	18	1.2/0.9
Нептун	20	11	7	8	12	17	4.0/1.7

($e \approx 1.0$) кометных орбит. В качестве предельных расстояний для анализа по каждой планете использованы значения радиуса сферы действия (Абалкин и др., 1976), которые определяются по формуле

$$h = a_p \sqrt[5]{\left(\frac{M_p}{M_S}\right)^2},$$

где a_p — большая полуось планеты в а.е., M_p — масса планеты, M_S — масса Солнца. Напомним, что эти значения для Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна равны 0.322, 0.364, 0.347 и 0.58 а.е. соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

МОID-расчеты, проведенные по каждой планете, выявили значительное количество ДПК, которые по своим орбитальным характеристикам могли иметь тесные сближения с ними. Рекордное количество соответствующих значений МОID выявлено относительно Юпитера (268 случаев). Второе место в этом отношении принадлежит Сатурну (176 случаев), третье — Урану (81 случай), а четвертое — Нептуну (75 случаев). Анализ показал, что есть значительное количество случаев (107), когда комета имеет требуемое значение МОID относительно двух и более планет.

В табл. 1 приводятся распределения наклонов кометных орбит по каждой выделенной группе. Прежде всего заметно, что во всех четырех группах встречается примерно одинаковое количество прямых и обратных орбит. В этом отношении выделенные группы не отличаются от ОС.

Отличаются ли выделенные группы от ОС по среднему расстоянию q ? Вычисления показали, что по данному признаку заметные отличия практически отсутствуют. ОС и четыре группы характеризуются следующими $q_{\text{ср}}$ и его среднеквадратическим отклонением (σ): 2.149 и 1.866 (ОС); 2.188 и 1.581 (группа Юпитера); 2.356 и 1.999 (группа Сатурна);

2.066 и 1.524 Урана и 1.951 и 1.583 (Нептуна) соответственно. Не прибегая к специальным критериям сравнения, можно утверждать, что эти значения между собой заметным образом не отличаются.

Определенный интерес вызывает также распределение значений константы Тиссерана (T) комет выделенных групп относительно соответствующих планет-гигантов. Расчеты показывают, что в группе Юпитера число значений константы, лежащих в интервале от 2 до 3, составляет 30 (11.2%). Для сравнения заметим, что для общей совокупности ДПК это число равно 8.2 (112 из 1360). Это является косвенным признаком того, что выделенные кометы или же часть из них могут иметь динамическую связь с планетой. Процентные данные и по другим планетам-гигантам, приведенные в последнем столбце табл. 1, демонстрируют небольшое превосходство выделенных групп. Видно, что наибольший контраст получен относительно Нептуна.

ДОСТОВЕРНОСТЬ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ О СУЩЕСТВОВАНИИ СЕМЕЙСТВ ДПК

Существование значительного количества комет, имеющих определенные значения МОID для планет-гигантов в условиях, когда эти расстояния меньше величины h , не удивительно. Здесь требуется определить степень случайности найденных численных данных. Если эффект реально отсутствует, численный состав выделенных групп должен находиться в рамках случайности.

Объясним суть этого требования на примере крайней планеты-гиганта, Нептуна. МОID-значения рассматриваемых 1360 комет в этом случае меняются в пределах до 30 а.е. Вообразим себе шар с таким же радиусом, внутри которого распределены 2720 точек (1360×2). Одновременно вообразим себе пояс вдоль орбиты Нептуна с удвоенным радиусом его сферы влияния. Такой пояс можно рассматривать как геометрическое место проекций точек минимального сближения ДПК и планеты. Тогда соотношение площадей сферического пояса и сферы, умноженное на количество

точек, будет ожидаемое число. Итак, площадь сферы и пояса будет определяться формулами

$$S_1 = 4\pi a_p^2; \quad S_2 = 2\pi a_p \cdot 2h.$$

Здесь a_p и h — большая полуось и радиус сферы действия планеты соответственно. Нетрудно убедиться, что

$$k = \frac{S_2}{S_1} = \frac{h}{a_p}.$$

Умножая величину k на общее количество точек, находим, что в случае Нептуна можно предполагать, что ожидаемое количество комет должно составить 52.6. Реальное количество значений MOID (75) почти в 1.43 раза превышает эту величину. Здесь о случайности говорить не приходится.

В случае Урана величина k составляет 0.018, а это означает, что ожидаемое количество значений MOID при равномерном или хаотичном распределении точек должно быть 49.2, хотя реальное количество составляет 81, т.е. в 1.65 раза больше ожидаемого. Расчеты по Сатурну дают величину $k = 0.038$, что равносильно 104 MOID-значениям, в реальности же их 176, т.е. обсуждаемое превосходство в данном случае составляет 1.7 раза. В случае Юпитера можно вывести значение $k = 0.062$, что адекватно 168 значениям (в реальности их 268, а их превосходство над ожидаемым составляет 1.6). Подведя итоги, можно констатировать, что реальные показатели по значениям MOID у ДПК относительно планет-гигантов почти в 1.4—1.7 раза превышают их ожидаемые частоты.

Здесь, по-видимому, следовало бы учесть, что область, в которой расстояния до планетной орбиты меньше заданной величины, представляет собой внутренность трехмерного тора вокруг орбиты планеты. Поэтому вероятность случайного “близкого” прохождения кометы возрастет незначительно из-за “тонкости” тора по сравнению со сферой. Однако наряду с этим мы не учитываем, что при малых наклонах (вблизи 0° и 180°) к плоскости движения планеты-гиганта некоторые кометы могут иметь два значения MOID, не превышающих величину ее сферы влияния. Мы же в статистических подсчетах используем лишь одно из них. Этот фактор, наоборот, несколько увеличивает доверительную вероятность рассматриваемой рабочей гипотезы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ MOID-значений комета-планета более подробно изучался на примере периодических комет и Юпитера (Танкреди, 2014). В случае ДПК аналогичный вопрос изучался относительно планет-гигантов (Гулиев, 2007) и, в частности, для Урана (Гулиев, Гулиев, 2013). Но в этих двух работах использованы не минимальные межорбитальные расстояния, а дальние узлы кометных орбит.

Проведенные впервые расчеты и анализ значений MOID для 1360 ДПК относительно четырех планет-гигантов позволили нам выявить 600 случаев, когда эти расстояния меньше размеров сферы действия последних. Даже если учитывать повторяющиеся 107 случаев, когда ДПК может пересечь сферу действия двух и более планет, можно предполагать, что около трети рассматриваемых комет потенциально может быть связано с планетами-гигантами. Нами показано, что это в 1.4—1.7 раза превышает предел допустимого уровня случайностей. Выявленные кометы отличаются от остальных ДПК прежде всего с относительно благоприятными значениями константы Тиссерана. Эти факты должны быть учтены в космогонических моделях происхождения комет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абалакин В.К., Аксенов Е.П., Гребеников Е.А., Демин В.Г., Рябов Ю.А., *Справочное руководство по небесной механике и астродинамике* (М.: Наука, 1976).
2. Вишневский, Рикман (T. Wisniowski and N. Rickman), *Acta Astron.* **63** (2), 293 (2013).
3. Всехсвятский С., *Природа и происхождение комет и метеорного вещества* (М.: Просвещение, 1966).
4. Гронки (G.F. Gronchi), *Celest. Mech. Dyn. Astron.* **93** (1–4), 295 (2005).
5. Гулиев А.С., Письма в Астрон. журн. **33** (8), 631 (2007) [A.S. Guliev, *Astron. Lett.* **33**, 562 (2007)].
6. Гулиев А.С., Гулиев Р.А., *Кинемат. и физ. небесных тел* **29** (2), 50 (2013).
7. Дробышевский Э.М., Препринт Физ.-тех. ин-т. Л.: ЛИЯФ. **674**, 19 (1980).
8. Коноплева В.П., *Комет. циркуляр.* **252**, 1 (1980).
9. Танкреди (G. Tancredi), *Icarus* **234**, 66 (2014).
10. Эпик (E.J. Opik), *Irish Astron. J.* **12**, 1 (1975).

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ В ЗЕЛЕННОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ И В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© 2020 г. О. Г. Бадалян*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 10.08.2020 г.

После доработки 11.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Исследуется пространственное распределение северо-южной асимметрии за 1977–2001 гг. Сопоставление распределения и временных изменений индекса асимметрии A в зеленой корональной линии 530.3 нм Fe XIV, в полном корональном магнитном поле и в полях малых и больших масштабов показало, что на низких широтах распределение A для полей малых масштабов имеет наибольшее сходство с его распределением в яркости зеленой линии. На широтах выше 40° наблюдается антикорреляция между поведением A в зеленой линии и в магнитном поле больших масштабов. Ранее было показано, что широтно-долготные области с преобладанием яркости зеленой линии в одном из полушарий через 14–18 оборотов сменяются похожими по форме областями с преобладанием другого полушария, т.е. карта как бы изменяется на “негативную”. В данной работе этот вывод подтверждается рассмотрением поведения северо-южной асимметрии в напряженности магнитного поля. Изменение карты на негативную наиболее выражено для полей больших масштабов. Северо-южная асимметрия является свидетельством и мерой того, что существуют различия (рассинхронизация) в работе двух полушарий Солнца. Этот факт необходимо учитывать при построении современных теорий динамо.

Ключевые слова: Солнце, зеленая корональная линия, магнитное поле, северо-южная асимметрия.

DOI: 10.31857/S0320010820100022

ВВЕДЕНИЕ

Северо-южная асимметрия солнечной активности является очень интересным и во многом загадочным явлением. Несмотря на продолжительную историю ее исследования, многие свойства асимметрии остаются неизвестными, а природа этого феномена непонятной. В настоящее время продолжается процесс накапливания наблюдательно-го материала, описывающего различные стороны северо-южной асимметрии. Солнечная активность долгое время рассматривалась как процесс в единой динамической системе. Постепенно выяснилось, что генерация и эволюция магнитных полей происходит по-разному в северном и южном полушариях. Свидетельством того, что имеются определенные различия в работе двух полушарий, является северо-южная асимметрия солнечной активности. Величина северо-южной асимметрии может служить мерой этого различия. Следует при этом отметить, что довольно долгое время многие исследователи склонялись к мысли о том, что асиммет-

рия является артефактом, следствием ошибок наблюдений или статистически незначимых флуктуаций измеряемых величин. Поэтому относительно недавно в работе Карбонелл и др. (1993) первым из основных выводов было утверждение о том, что N–S асимметрия площадей солнечных пятен статистически значима и является реальным феноменом.

При изучения северо-южной асимметрии использовались различные индексы солнечной активности — пятна, вспышки, волокна, протуберанцы, радио- и гамма-всплески, излучение короны, магнитное поле Солнца и др. Обзоры работ по исследованию северо-южной асимметрии содержатся в статьях Визосо, Баллестер (1990), Карбонелл и др. (1993, 2007), Ли и др. (2002), Мариш и др. (2002), Бадалян и др. (2005, 2008), Сикора, Рыбак (2010), Бадалян, Обридко (2011). Эти исследования показали, что северо-южная асимметрия является некоторой фундаментальной характеристикой солнечной активности. Ее свойства во многом не определяются циклической деятельностью Солнца. Создается впечатление, что северо-южная

*Электронный адрес: badalyan@izmiran.ru

асимметрия существует по своим собственным законам.

В работе Бадалян (2011) были рассмотрены асимметрия широт центров пятнообразования в северном и южном полушариях и связь этой величины с обычно исследуемой асимметрией суммарных площадей групп солнечных пятен. Поведение этих характеристик свидетельствует о том, что наблюдается рассинхронизация в работе двух полушарий Солнца, которая особенно заметно проявляется вблизи минимумов циклов активности. При этом можно говорить о разбалансировке полушарий как по мощности (асимметрия суммарных площадей солнечных пятен), так и по пространству (широтная асимметрия появления центров пятнообразования). На общую цикличность, синхронную в двух полушариях, накладывается механизм рассинхронизации, имеющий свои собственные закономерности, которые необходимо изучать и учитывать при теоретических рассмотрениях модели динамо.

1. Имеются различные методики исследования феномена северо-южной асимметрии. Стандартным является подход, когда изучаются временные изменения величины индекса северо-южной асимметрии, определяемой как

$$A = (N - S)/(N + S), \quad (1)$$

где N и S — значения индекса солнечной активности в северном и южном полушариях соответственно в выбранном широтном интервале; при этом значение A усредняется с тем или иным временным окном. Такой метод рассмотрения северо-южной асимметрии показал, что асимметрия является квазипериодической величиной с периодом около 12 лет. Отмечены периоды около 12 и 40 лет, а также вековой тренд (Наговицын, 1998; Кнаак и др., 2004; Баллестер и др., 2005; Бадалян и др., 2005, 2008; Бадалян, Обридо, 2011). В северо-южной асимметрии обнаружены также квазидвухлетние колебания (Бадалян и др., 2005, 2008; Сикора, Рыбак, 2010; Бадалян, Обридо, 2011). Следует отметить, что эти колебания в асимметрии проявляются существенно отчетливее, чем в самих индексах активности.

2. Можно рассматривать крупномасштабное пространственно-временное распределение асимметрии. В ряде работ было выполнено сопоставление асимметрии, определенной по различным индексам солнечной активности (Ньютон, Милсом, 1955; Вальдмайер, 1971; Сикора, 1980; Рушин, 1980). По результатам этих сопоставлений можно было предположить, что асимметрия ведет себя сходным образом в различных индексах и на различных временных и пространственных масштабах. Это предположение было проверено в работах Бадалян и др. (2005), Бадалян, Обридо (2008, 2011), и было показано, что северо-южная асимметрия ведет себя сходным образом

в различных индексах активности, относящихся к различным слоям солнечной атмосферы.

Характерным является практически одновременное возрастание или уменьшение асимметрии в различных индексах, что приводит к образованию вертикальных полос на диаграммах в координатах широта—время. Свойства северо-южной асимметрии описаны Бадалян (2009).

3. Для отдельных кэррингтоновских оборотов распределение асимметрии имеет более сложный характер. Такое новое, более детальное рассмотрение северо-южной асимметрии яркости зеленой корональной линии было проведено Бадалян (2010, 2012a). Были построены карты распределения северо-южной асимметрии яркости зеленой линии в отдельных кэррингтоновских оборотах за 1943–2001 гг. Затем такое рассмотрение N–S асимметрии было продолжено применительно к корональным магнитным полям различных масштабов (Бадалян, 2012b).

4. Совсем иной подход был в работе Бадалян, Обридо (2015, 2017). Было предложено рассматривать северо-южную асимметрию как суперпозицию двух функций — абсолютной величины асимметрии и ее знака. Выяснилось, что многие свойства асимметрии описываются временными изменениями ее знака. В то же время абсолютная величина асимметрии (ее модуль) имеет четкий 11-летний цикл. Такой подход к рассмотрению северо-южной асимметрии, возможно, прояснит многие ее свойства и позволит подойти к выяснению природы этого феномена.

5. Интересный подход к изучению долговременных изменений северо-южной асимметрии крупномасштабного магнитного поля за 1858–2006 гг. предложен в работе Гусевой, Наговицына (2012). Индекс, характеризующий открытое магнитное поле солнечной короны, сопоставлен с другими индексами асимметрии, и определена длительность 11-летнего цикла в северном и южном полушариях по различным индексам активности.

В данной работе продолжено рассмотрение поведения северо-южной асимметрии в зеленой корональной линии и в корональных магнитных полях различных масштабов для отдельных кэррингтоновских оборотов.

БАЗЫ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Для исследования количественной связи между асимметрией яркости зеленой корональной линии 530.5 нм Fe XIV и напряженностью магнитного поля в короне была вычислена кросс-корреляция соответствующих синоптических карт за период 1977–2001 гг.

Карты распределения яркости зеленой корональной линии построены по данным патрульных наблюдений ряда корональных станций, сведенных в единую фотометрическую систему. Нами использовалась база данных, составленная Ю. Сикорой. База включает наблюдения яркости зеленой корональной линии за 1939–2001 гг. Ю. Сикора был первым, кто начал разработку процесса приведения наблюдательных данных в единую фотометрическую систему. Процесс гомогенизации данных описан в работе Сикора (1971). В настоящее время база данных хранится в Астрономическом Институте Словацкой Академии наук. В базе данных приведены значения интенсивности зеленой линии в абсолютных корональных единицах (а.с.е.) с шагом $\sim 13^\circ$ по долготе (один день) и 5° по широте. Абсолютная корональная единица есть одна миллионная яркости центра солнечного диска в полосе в 0.1 нм соседнего с линией континуума. Все данные приведены к высоте $60''$ над лимбом. Детальное описание базы данных содержится в Сторини, Сикора (1997), Сикора, Рыбак (2005).

Расчеты напряженности магнитного поля в короне проведены в потенциальном приближении на основе наблюдений на уровне фотосферы Wilcox Solar Observatory (<http://quake.stanford.edu/wso/wso.html>). Исходными являются наблюдения продольной компоненты магнитного поля на фотосфере. Магнитное поле в короне рассчитано с использованием известного метода, описанного в Хоексема, Шеррер (1986), Хоексема (1991). Использовалась программа, которая позволяет вычислять все компоненты магнитного поля от поверхности фотосферы до поверхности источника (Харшиладзе, Иванов, 1994). Расчеты выполнены для расстояния $1.1 R_\odot$, близкого к высоте $60''$, к которой приведены данные о яркости зеленой корональной линии в используемой базе данных. В стандартных расчетах исходные данные суммируются по 10 гармоникам. При этом вводится полярная коррекция, учитывающая недостаточную надежность измерений магнитного поля вблизи полюсов (Обридко, Шельтинг, 1999). Как исходные, так и рассчитанные данные о магнитном поле ограничены широтным диапазоном $\pm 70^\circ$.

В стандартных расчетах магнитное поле на каждом уровне в короне Солнца представляется как сумма 10 сферических гармоник. В методе представления решения уравнения для потенциального поля в виде рядов по ортогональным функциям более высокие гармоники соответствуют полям меньших масштабов. Определенные таким образом поля больших масштабов относятся к глобальной деятельности Солнца, а поля малых масштабов определяют развитие комплексов активности.

Наблюдательные данные по зеленой линии и рассчитанное магнитное поле были затем усреднены за 6 последовательных кэррингтоновских оборотов со сдвигом в 1 оборот. Карты, построенные по таким сглаженным по 6 оборотам данным, позволяют рассматривать крупномасштабные долгоживущие образования. Организованные таким образом данные по зеленой линии и магнитному полю имеют эффективное пространственное разрешение $10^\circ - 15^\circ$.

Для полученных рядов данных была вычислена северо-южная асимметрия. Для дальнейшего рассмотрения вычислялись коэффициенты корреляции между параметрами, описывающими яркость зеленой корональной линии и напряженность магнитного поля. Вычислялись полное магнитное поле (сумма всех 10 гармоник), поле, описываемое первыми четырьмя гармониками (волновые числа от 0 до 3) и поле более высоких гармоник с 5 по 10-ю (волновые числа с 4 по 9). Коэффициент корреляции находился для совокупности пространственно совпадающих точек на синоптических картах. Это те точки, для которых в базе приведены данные о яркости зеленой линии (т.е. с шагом 13° по долготе и 5° по широте); для этих же точек рассчитывалось магнитное поле.

СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ В ЗЕЛЕННОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ И В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Рассмотрение последовательности 784 синоптических карт индекса A для зеленой линии (обороты с 1195 по 1983) показывает, что широтно-долготные области, в которых доминирует северное или южное полушарие, образуют своеобразные “структуры” различной формы. Можно выделить различные типы карт и проследить их изменение со временем, а также переход от одного типа к другому. “Структуры” асимметрии могут располагаться вертикально (линии равной асимметрии идут вдоль меридианов), или карты могут быть с горизонтально (вдоль кэррингтоновской долготы) ориентированными широтно-долготными областями. Среди других карт можно выделить карты с мелкими или, наоборот, с крупными структурами. Имеются также карты с огромными секторами размером примерно в пол-оборота (например, карта со средней датой 3 апреля 1994 г., обороты 1878–1883). И, наконец, возможно доминирование того или иного полушария во всем диапазоне широт в течение всего оборота (например, карта со средней датой 12 апреля 1965 г., обороты 1490–1495).

Рассмотрим теперь аналогичные карты, построенные для северо-южной асимметрии магнитного поля. На рис. 1 приведены карты распределения усредненной асимметрии за кэррингтоновские обороты 1650–1655 (время с 01.01.1977 по

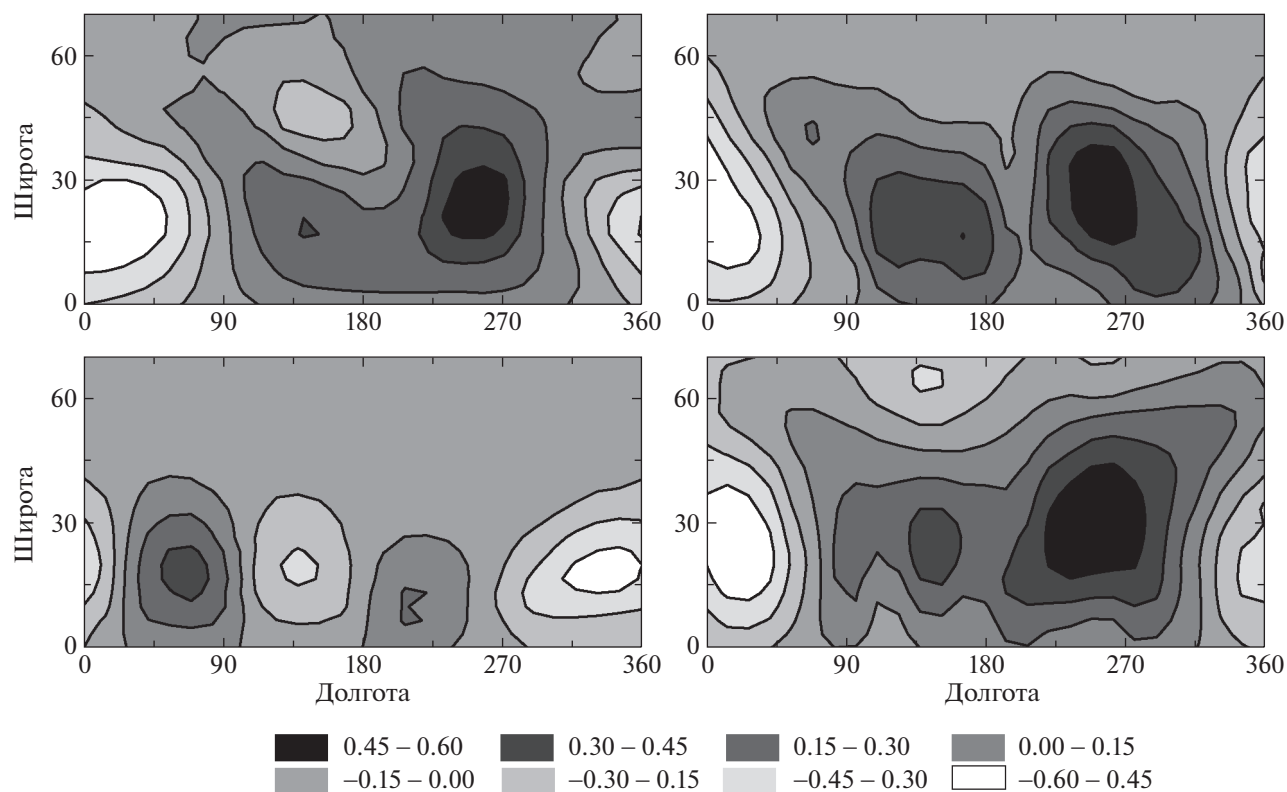


Рис. 1. Карты распределения северо-южной асимметрии в интервале, усредненном за 1650–1655 кэррингтоновских оборота. Вверху слева — зеленая корональная линия, вверху справа — полное магнитное поле. Внизу слева — первые 4 гармоники, справа — гармоники с 5 по 10-ю.

13.06.1977). Самый темный цвет показывает доминирование северного полушария, белый цвет — доминирование южного полушария. Вверху слева дана карта, построенная для асимметрии яркости зеленой корональной линии, вверху справа — для полного магнитного поля по всем 10 гармоникам. Внизу слева — поле, рассчитанное по первым четырем гармоникам (волновые числа с 0 по 3), справа — поле, рассчитанное по гармоникам с 5 по 10-ю (волновые числа с 4 по 9).¹

Двигаясь вдоль параллели, можно видеть, на каких долготах на данной широте доминирует северное или южное полушарие. Так, например, на рис. 1 зеленая линия (левая верхняя карта) заметно ярче в южном полушарии, чем в северном, на широтах ниже 60° в диапазоне долгот от 0° до 60° (белый цвет на карте). В этой области карты северо-южная асимметрия отрицательна. А в диа-

пазоне долгот от 220° до 260° на тех же широтах зеленая линия ярче в северном полушарии.

Карты на рис. 1 показывают, что распределение асимметрии в зеленой линии схоже с распределением асимметрии полного магнитного поля (вверху справа) и поля, построенного по высоким гармоникам (внизу справа). Распределение асимметрии поля по первым четырем гармоникам совершенно отличается (нижняя левая карта). Таким образом, асимметрия в зеленой линии в большой степени определяется полем высоких гармоник.

На рис. 2 приведена диаграмма распределения коэффициентов корреляции каждой из карт (точка на оси абсцисс) из рассматриваемого временного интервала 1977–1986 гг. с последующими картами. Рисунок 2 построен следующим образом. Рассчитывается коэффициент корреляции первой карты со следующей (т.е. через 1 кэррингтоновский оборот), затем через одну карту (т.е. через 2 оборота), через 2 карты и т.д. до 23. Эти числа отложены по оси ординат. Такой расчет выполняется для всех карт. Полученная таблица коэффициентов корреляции позволяет построить общую диаграмму в координатах время—смещение сопоставляемой карты в оборотах. Время на оси абсцисс относится к первой из сопоставляемых карт, число на оси ординат

¹ К сожалению, на рис. 1 и 2 в (Бадалян, 2010) и на рис. 1, 3 и 4 в (Бадалян, 2012а) была допущена ошибка: указанная по оси ординат широта возрастает не снизу вверх, а сверху вниз. Подчеркнем, что допущенная на рисунках ошибка не повлияла на результаты и выводы работ Бадалян (2010, 2012а). Здесь на рис. 1 и 4 карты расположены правильно. Некоторое отличие от рис. 1 в (Бадалян, 2012а) связано с немного иным сглаживанием карты.

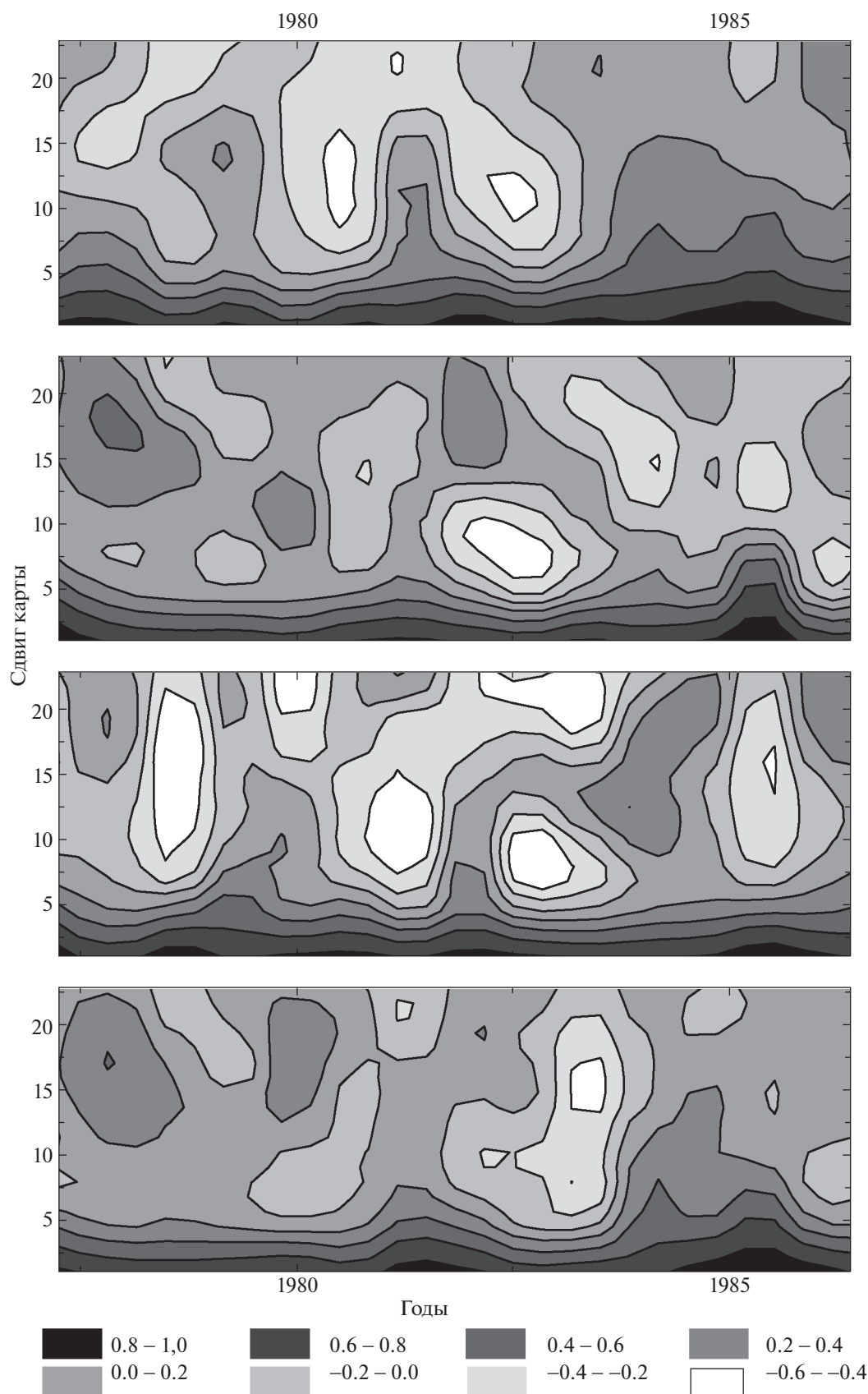


Рис. 2. Карты распределения коэффициентов корреляции данной карты с соседними картами. По оси абсцисс — время, по оси ординат — сдвиг второй карты по отношению к первой в кэррингтоновских оборотах. Шкала внизу показывает значение коэффициента корреляции. Сверху—вниз показаны карты для зеленой корональной линии; полного магнитного поля; поля, рассчитанного по первым четырем гармоникам; поля по гармоникам с 5 по 10-ю.

показывает, на сколько оборотов от первой карты отстоит вторая карта. Шкала под картой указывает значения коэффициентов корреляции. Области высокой положительной корреляции окрашены черным цветом, области отрицательной корреляции до 0.5 и больше по абсолютной величине — белым. Найденные коэффициенты корреляции являются мерой изменения карты широтно-долготного распределения асимметрии со временем.

В статье Бадалян (2012b) такой рисунок дан для зеленой линии за весь интервал наблюдений — обороты 1195–1983. Здесь на рис. 2 дана часть этого интервала для зеленой линии, и далее карта сопоставляется с аналогичными картами для полного магнитного поля, поля по первым четырем гармоникам и поля по гармоникам с 5 по 10-ю. На рис. 2 в большом масштабе можно выделить области положительной корреляции между диаграммами и области отрицательной корреляции. Они сменяют друг друга во времени. Сопоставление верхней карты с тремя нижними показывает, что между ними имеется как сходство в отдельных областях, так и различие. Имеются области высокой положительной корреляции при сопоставлении близко расположенных карт и области довольно высокой отрицательной корреляции, иногда совпадающие с такими же областями на верхней карте.

На рис. 2 можно отметить следующие особенности в поведении коэффициентов корреляции:

1) Самая высокая корреляция наблюдается с последующими 1–5 картами (т.е. через 1–5 оборотов). Это означает, что примерно столько времени сохраняется данное пространственное распределение асимметрии. При этом можно видеть, что примерно через 15–16 оборотов (14 мес.) возникает устойчивое состояние, которое держится более длительное время, например, около 1979, 1982 и 1984 гг. На диаграмме это проявляется как некоторая “волнистость” линии в нижней части диаграммы.

2) На диаграмме имеются области значительной отрицательной корреляции (внутренние части областей белого цвета). В это время выбранная карта как бы превращается в свой негатив. Видно, что наибольшее количество отрицательных коэффициентов корреляции показывают поля больших масштабов.

3) Наибольшее число точек с отрицательной корреляцией показывает асимметрия поля больших масштабов (третья сверху карта). На этой карте видно квазипериодическое появление белых областей, примерно каждые 2–2.5 года.

4) Поля более высоких гармоник имеют мало точек отрицательной корреляции.

5) Можно отметить сходство всех четырех карт. Так, около 1983 г. области отрицательной корреляции возникают на всех картах. Также схожими

являются волнистость линии в нижней части диаграммы и возникновение более устойчивых состояний в некоторые временные интервалы.

Общее число точек, по которым построена часть верхней карты на рис. 2, в интервале 1977–2001 гг. составляет 7038. Выберем из них те, в которых корреляция с отрицательным знаком превышает 0.5 по абсолютной величине. В общей выборке таких случаев 183 (2.6%) для зеленой линии, 133 (1.9%) для полного магнитного поля, 551 (7.8%) для магнитного поля по первым четырем гармоникам и 53 (0.8%) для поля высоких гармоник. На рис. 3 представлены гистограммы распределения этих коэффициентов корреляции. По оси абсцисс дано расстояние в кэррингтоновских оборотах между последовательно сопоставляемыми картами.

Рисунок 3 показывает различное распределение случаев отрицательной корреляции для полей различных масштабов. Гистограмма для зеленой линии наибольшим образом похожа на гистограмму полей больших масштабов (левый столбец). Полное поле (вверху справа) имеет два максимума — примерно через 7–8 мес. и через 16–20 мес. Поля высоких гармоник имеют мало случаев превращения карты в негатив.

Гистограммы показывают, что карты, имеющие между собой довольно высокую отрицательную корреляцию (превышающую 0.5 по абсолютному значению), отстоят друг от друга на 10–20 кэррингтоновских оборотов или на 0.9–1.5 года. Временное расстояние между картами “позитив-негатив” можно интерпретировать как полуволну некоторой квазипериодической функции. Полуволна в 10–20 оборотов попадает в диапазон квазидвухлетних колебаний. Таким образом, чередование карт типа “позитив-негатив”, возможно, отражает квазидвухлетние колебания, хорошо выделяемые во временном ходе асимметрии, см. Бадалян и др. (2008), Бадалян, Обридо (2011).

В работе Бадалян (2009) было выяснено, что часто сопоставление данной карты с последующими показывает, как через некоторое время возникает карта, “структуры” асимметрии на которой расположены примерно так же, как и на первой, но только там, где величина A имела знак “плюс” (т.е. в северном полушарии линия ярче), на второй карте она имеет знак “минус”. Иначе говоря, через какое-то время карта как бы превращается в свой негатив. На рис. 4 такое сопоставление выполнено для зеленой линии (верхний ряд) и для полей малых гармоник (нижний ряд). Выбраны те же карты, как и в работе Бадалян (2009), для которых были ошибочно указано направление оси ординат. Здесь карты в левой колонке показаны правильно.

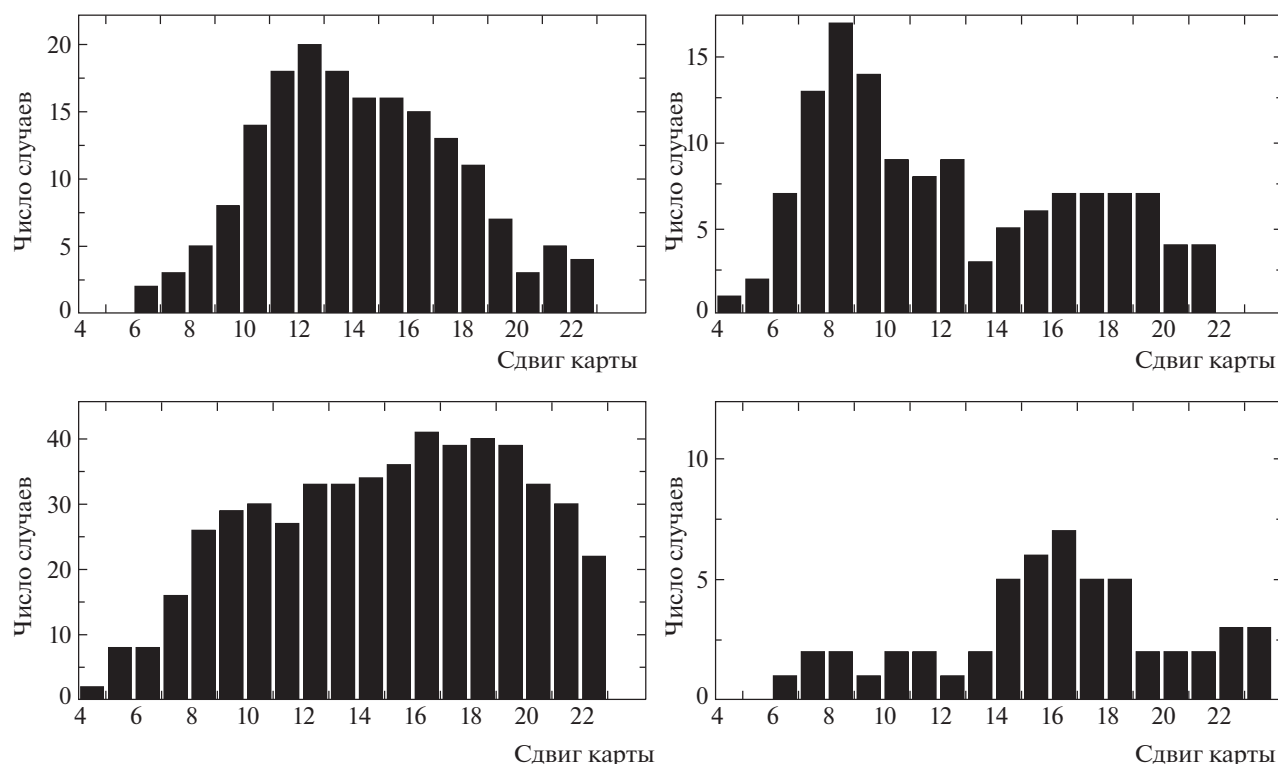


Рис. 3. Гистограммы распределения случаев значительной корреляции с отрицательным знаком. По оси абсцисс указано временное расстояние между картами в кэррингтоновских оборотах, по оси ординат — число случаев с коэффициентом отрицательной корреляции, превышающим 0.5 по абсолютной величине. Верхний ряд — гистограммы для зеленой корональной линии (слева) и полного магнитного поля; нижний ряд — для поля, рассчитанного по первым четырем гармоникам (слева) и поля по гармоникам с 5 по 10-ю.

На картах в верхнем ряду видно, что на высоких широтах в диапазоне 100° – 180° усиление яркости в северном полушарии (асимметрия положительна), наблюдаемое на левой карте, изменяется на ослабление яркости в том же диапазоне на правой карте (асимметрия отрицательна). Наоборот, ослабление яркости в северном полушарии на низких широтах в диапазоне 250° – 300° на левой карте изменяется на усиление яркости на правой карте. Схожие изменения можно проследить и для магнитного поля на картах нижнего ряда.

На рис. 4 приведены примеры таких карт для зеленой линии и поля больших масштабов. Карты в правой колонке отстоят от карт в левой колонке на 15–17 оборотов. Расчет произведен по 378 пространственно идентичным точкам (узлам) карт, в пределах широт 5° – 70° . В работе Бадалян (2012) было отмечено, что встречаются случаи, когда карта изменяется дважды — как “позитив-негатив-позитив”. Можно видеть, что первая из таких трех карт через 32 оборота повторилась (хотя и со значительным искажением) в виде третьей карты. Надежных таких случаев, конечно, мало.

ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ ОТ ШИРОТЫ И ОТ ФАЗЫ ЦИКЛА АКТИВНОСТИ

На рис. 5 даны средние коэффициенты корреляции асимметрии зеленой линии с полями разных масштабов в зависимости от широты. Рисунок 5 показывает, что распределение асимметрии полей больших масштабов (малых гармоник) имеет низкие коэффициенты корреляции с асимметрией в зеленой линии на всех широтах. Выше 40° этот коэффициент становится отрицательным — асимметрия полей больших масштабов совсем не похожа на асимметрию в зеленой линии и для полей малых масштабов (размеров активных областей и комплексов активности).

На рис. 6 показана зависимость коэффициентов корреляции от фазы цикла. Определение фазы (Митчелл, 1929):

$$\Phi = (\tau - m) / (|M - m|). \quad (2)$$

Здесь τ — текущий момент времени, M и m — моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Таким образом, согласно (1), фаза равна 0 в минимуме каждого цикла активности, -1 в максимуме предшествующего цикла и $+1$ в максимуме последующего.

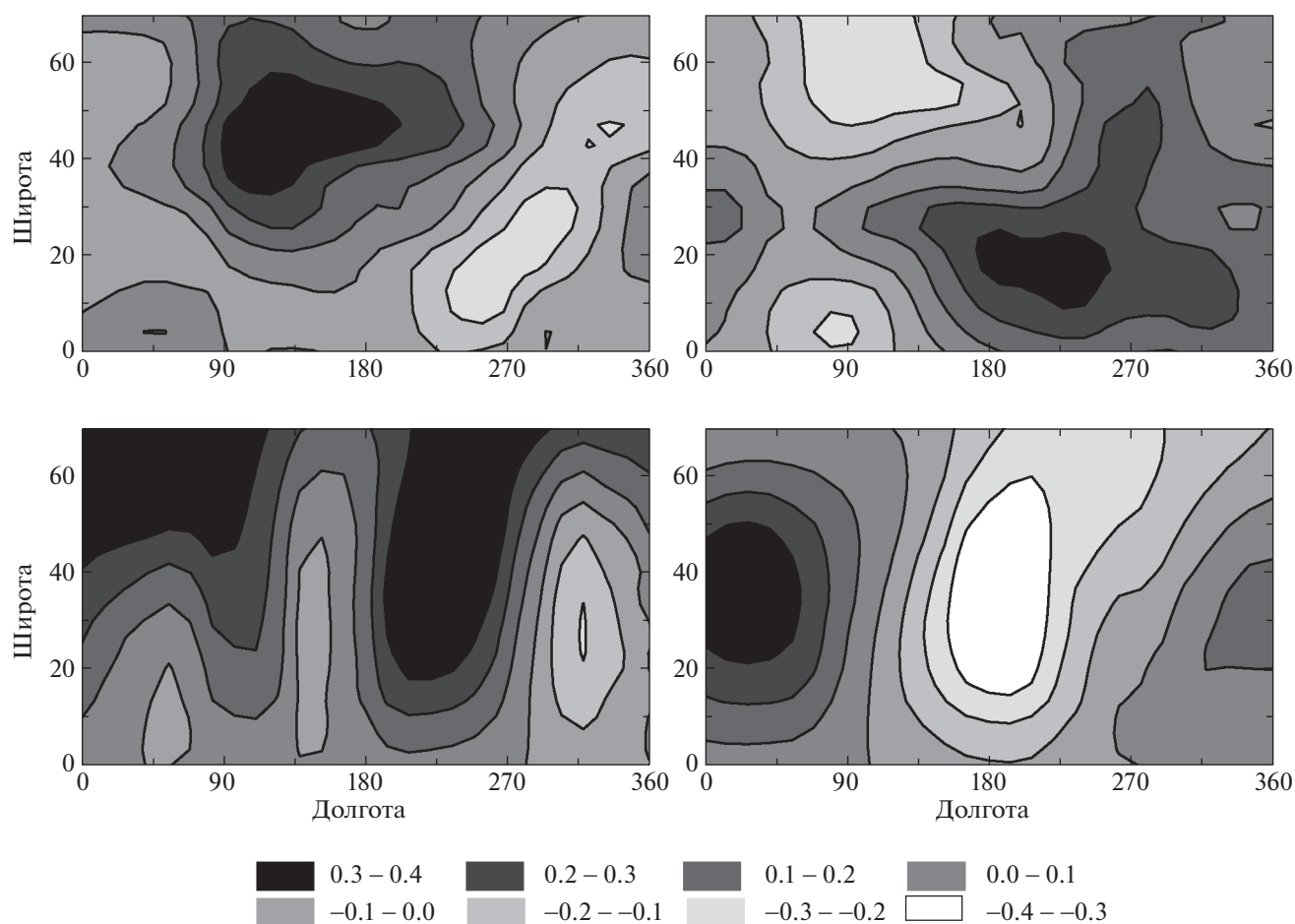


Рис. 4. Карты типа “позитив–негатив” для оборотов 1688–1693 (левая колонка) и для оборотов 1703–1708 (правая колонка). Верхний ряд — асимметрия в зеленой корональной линии, нижний ряд — поля больших масштабов.

Фаза положительна на возрастающей ветви цикла и отрицательна на убывающей ветви. Приведение данных для нескольких циклов активности к зависимости от фазы цикла имеет смысл метода наложения эпох.

В центре рис. 6 корреляция асимметрии в зеленой линии с асимметрией полного поля. Слева и справа — с полями малых и больших масштабов соответственно. Рисунки 5 и 6 показывают, что на всех широтах наибольшее сходство в распределении N–S асимметрии в линии имеет асимметрия полей малых масштабов (размеров активных областей и комплексов активности).

Ранее была рассмотрена связь яркости зеленой корональной линии с магнитными полями разных масштабов (Бадалян, 2013). Было показано, что в зоне пятнообразования корреляция яркости зеленой корональной линии с напряженностью полного магнитного поля схожа с корреляцией с напряженностью полей малых масштабов, которые в основном определяют светимость зеленой корональной линии в этой широтной зоне.

Здесь показано, что сходным образом ведет себя и северо-южная асимметрия яркости зеленой корональной линии. Магнитное поле является определяющим параметром, под воздействием которого формируются различные корональные структуры и создаются физические условия, при которых возникает излучение в зеленой линии. Тепловой режим короны является результатом взаимодействия механизмов притока и оттока вещества и энергии. Результаты, полученные Бадалян, Обридо (2006, 2007) и Бадалян (2013) и в данной работе, показывают, что эти механизмы и их взаимодействие различны в экваториальной и в полярной зонах Солнца. Различными являются и устанавливающиеся в результате такого взаимодействия условия баланса энергии и вещества в этих зонах.

Результаты работы Бадалян, Обридо (2007) указывают на то, что в минимуме, когда структура поля наиболее простая, в высокоширотной зоне доминируют волновые AC механизмы, а в приэкваториальной — DC механизмы, связанные с медленной диссипацией магнитного поля (см.

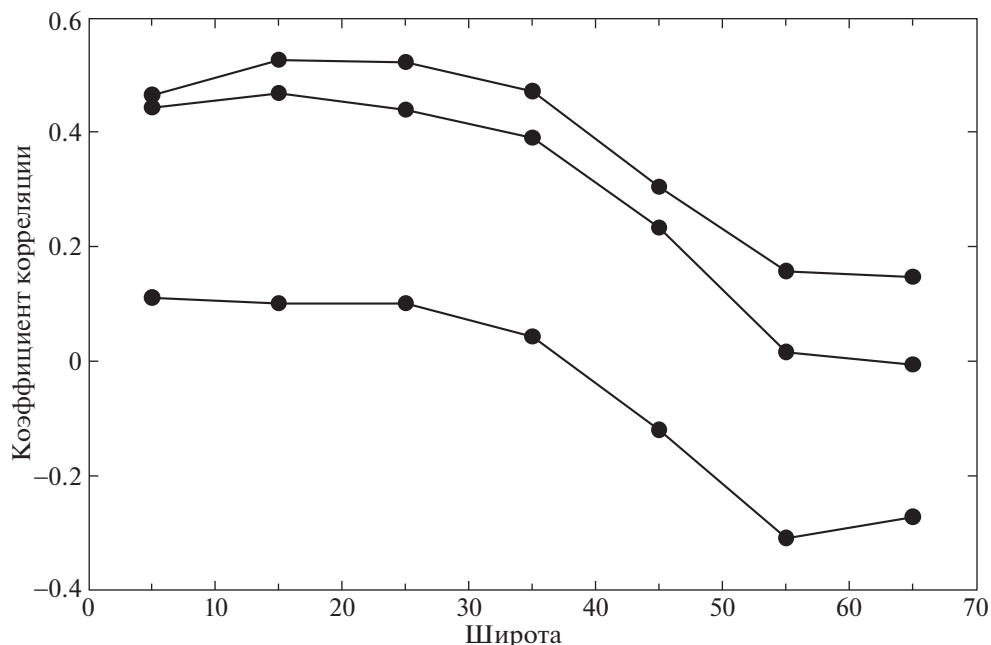


Рис. 5. Средние коэффициенты корреляции асимметрии в зеленой линии с полями (сверху вниз) больших гармоник, полным полем и полями низких гармоник).

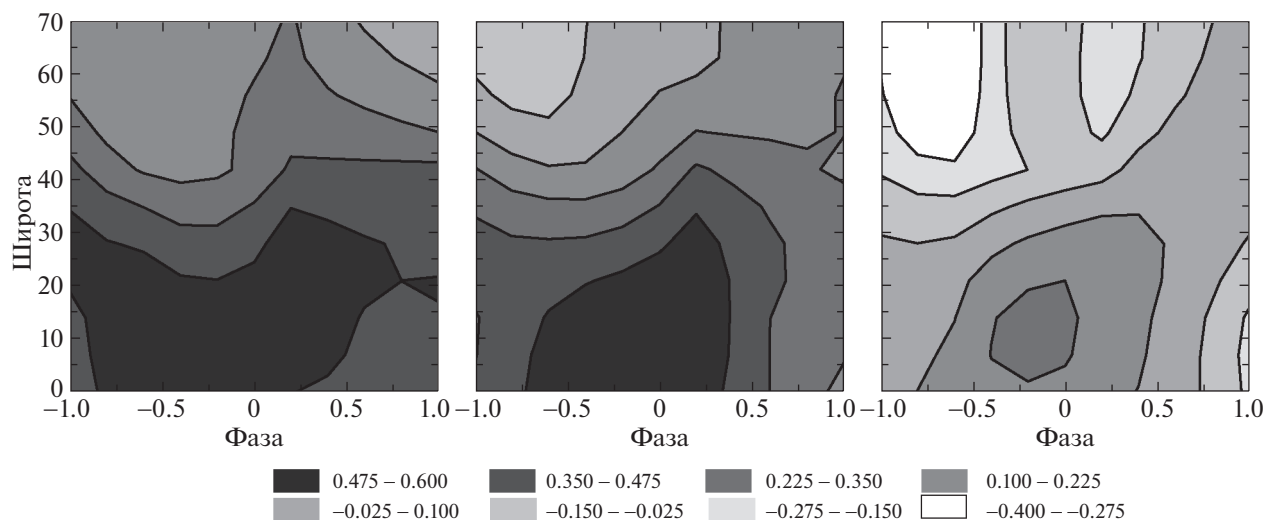


Рис. 6. Зависимость от фазы цикла коэффициента корреляции в зеленой линии с полями больших гармоник (слева), полным полем (в центре) и крупномасштабными полями малых гармоник (справа).

также Ашванден, 2011). Подобное рассмотрение было продолжено для полей различных масштабов (Бадалян, 2013), и было показано, что в высокоширотной зоне поля больших масштабов лучше объясняют доминирование волновых АС механизмов, чем общее магнитное поле, рассчитанное при суммировании по 10 гармоникам. В экваториальных широтах поля малых масштабов, вероятнее всего, связаны с диссипативными процессами нагрева короны. Это поля масштабов больших активных областей и комплексов активности. Они опреде-

ляют яркость и асимметрию зеленой корональной линии в зоне пятнообразования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продолжено изучение пространственного распределения северо-южной асимметрии, начатое для асимметрии яркости зеленой корональной линии (Бадалян, 2012). В данной работе такое рассмотрение проведено для корональных магнитных полей различных масштабов. Свойства асимметрии в зеленой линии сопоставляются с

асимметрией в корональных магнитных полях разных масштабов. Для самих величин яркости зеленой линии и напряженности магнитных полей такое сопоставление было выполнено Бадалян (2013), и было показано, что светимость зеленой линии в зоне пятнообразования определяется полями масштабов активных областей.

В работе получены следующие результаты:

1. Построены синоптические карты распределения северо-южной асимметрии для яркости зеленой корональной линии, полного магнитного поля и полей малых и больших масштабов за 1977–2001 гг.

2. Многие особенности распределения северо-южной асимметрии на поверхности Солнца, обнаруженные ранее в поведении асимметрии зеленой корональной линии, характерны также и для магнитных полей различных масштабов. Таким образом, распределение асимметрии и его временные изменения имеют универсальный характер.

3. Кросс-корреляция этих карт для совокупности пространственно совпадающих точек показала, что наибольший коэффициент корреляции северо-южной асимметрии в зеленой линии показывает асимметрия полей малых масштабов. Асимметрия глобальных полей имеет малую корреляцию с асимметрией зеленой линии. Таким образом, подтверждается сделанное ранее предположение, что пространственное распределение асимметрии может быть связано с магнитными полями масштабов больших активных областей и комплексов активности.

4. Зональные структуры, наблюдаемые в северо-южной асимметрии, показывают, что усиление или уменьшение активности в северном полушарии относительно южного довольно часто меняется на противоположное на соответствующем характерном временном масштабе, иначе говоря, синоптическая карта изменяется на свой негатив.

Рассмотренное пространственное распределение северо-южной асимметрии в зеленой корональной линии и в магнитном поле показало, что такой подход к изучению асимметрии открывает новые возможности для исследования и интерпретации этого феномена. Разумным представляется предположение, что образование “структур” асимметрии, их размеры и временное изменение могут быть связаны с магнитным полем и, вероятно, с поведением достаточно высоких (выше квадруполя) гармоник поля. Исследование такой связи, возможно, приблизит нас к выяснению природы N–S асимметрии солнечной активности.

Подчеркнем, что северо-южная асимметрия является особой, очень информативной характеристикой солнечной активности, которая является свидетельством и мерой несинхронности работы двух полушарий Солнца. Особенности поведения

северо-южной асимметрии в цикле активности могут быть полезны при построении теорий динамо.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 17-02-00300).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден (M.J. Aschwanden), http://www.lmsal.com/~aschwand/ppt/2011_JENAM.ppt (2011).
2. Бадалян О.Г., *Циклы активности на Солнце и звездах*. Тр. рабочего совещания 18–19 декабря 2009 г., Москва (ред. В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын, Изд-во ВВМ, С.-Петербург, 2009), с. 205.
3. Бадалян О.Г., *Солнечная и солнечно-земная физика — 2010*. Тр. Всероссийской ежегодн. конф. (ред. А.В. Степанов, Ю.А. Наговицын, С.-Петербург, ГАО РАН, 2010), с. 27.
4. Бадалян О.Г., *Астрон. журн.* **88**, 1009 (2011).
5. Бадалян О.Г., *Письма в Астрон. журн.* **38**, 54 (2012a) [O.G. Badalyan, *Astron. Lett.* **38**, 51 (2012a)].
6. Бадалян О.Г., *Солнечная и солнечно-земная физика — 2012*. Тр. Всероссийской ежегодн. конф. (ред. А.В. Степанов, Ю.А. Наговицын, С.-Петербург, ГАО РАН, 2012b), с. 5.
7. Бадалян О.Г., *Астрон. журн.* **90**, 253 (2013).
8. Бадалян, Обридко (O.G. Badalyan and V.N. Obridko), *Solar Phys.* **238**, 271 (2006).
9. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., *Письма в Астрон. журн.* **33**, 210 (2007) [O.G. Badalysn, V.N. Obridko, *Astron. Lett.* **33**, 182 (2007)].
10. Бадалян, Обридко (O.G. Badalyan and V.N. Obridko), *New Astron.* **16**, 357 (2011).
11. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., *Солнечная и солнечно-земная физика 2015*. Тр. Всероссийской ежегодн. конф. (ред. А.В. Степанов, Ю.А. Наговицын, С.-Петербург, ГАО РАН, 2015), с. 19.
12. Бадалян, Обридко (O.G. Badalyan and V.N. Obridko), *Astron. Astrophys.* **603**, id. A109, 10 (2017).
13. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю., *Астрон. журн.* **82**, 740 (2005).
14. Бадалян и др. (O.G. Badalyan, V.N. Obridko, and J. Sýkora), *Solar Phys.* **247**, 379 (2008).
15. Баллестер и др. (J.L. Ballester, R. Oliver, and M. Carbonell), *Astron. Astrophys.* **431**, L5 (2005).
16. Вальдмайер (M. Waldmeier), *Solar Phys.* **29**, 332 (1971).
17. Вальдмайер (M. Waldmeier), *Zs. Astrophys.* **38**, 37 (1955).
18. Визосо, Баллестер (G. Vizoso and J.L. Ballester), *Astron. Astrophys.* **229**, 540 (1990).
19. Гусева, Наговицын (S.A. Guseva and Yu.A. Nagovitsyn), *Geomagnetism and Aeronomy* **52**, 431 (2012).
20. Карбонелл и др. (M. Carbonell, R. Oliver, and J.L. Ballester), *Astron. Astrophys.* **274**, 497 (1993).

21. Карбонелл и др. (M. Carbonell, J. Terradas, R. Oliver, and J.L. Ballester), *Astron. Astrophys.* **476**, 951 (2007).
22. Кнаак и др. (R. Knaack, J.O. Stenflo, and S.V. Berdyugina), *Astron. Astrophys.* **418**, L17 (2004).
23. Ли и др. (K.J. Li, J.X. Wang, S.Y. Xiong, et al.), *Astron. Astrophys.* **383**, 648 (2002).
24. Мариш и др. (J. Mariş, M.D. Popescu, and M. Mierla), *Rom. Astron. J.* **12(2)**, 131 (2002).
25. Митчелл (S.A. Mitchell), *Handb. Aph.* **4**, 231 (1929).
26. Мюллер (R. Müller), *Z. Astrophys.* **35**, 61 (1954).
27. Наговицын Ю.А., *Изв. Главн. Астрон. Обсерв.* **212**, 145 (1998).
28. Ньютон, Милсом (H.W. Newton and A.S. Milsom), *MNRAS* **115**, 398 (1955).
29. Обридко, Шельтинг (V.N. Obridko and B.D. Shelting), *Solar Phys.* **184**, 187 (1999).
30. Рушин (V. Rušin), *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **31**, 9 (1980).
31. Сикора (J. Sýkora), *Solar and Interplanetary Dynamics*, Ed. M. Dryer, E. Tandberg-Hanssens (Reidel, Dordrecht, 1980), p. 87.
32. Сикора (J. Sýkora), *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **22**, 12 (1971).
33. Сикора, Рыбак (J. Sýkora and J. Rybák), *Solar Phys.* **261**, 321 (2010).
34. Сикора, Рыбак (J. Sýkora and J. Rybák), *Adv. Space Res.* **35**, 393 (2005).
35. Сторини, Сикора (M. Storini and J. Sýkora), *Nuovo Cimento* **20C**, 923 (1997).
36. Харшиладзе А.П., Иванов К.Г., *Геоман. и аэрон.* **34(4)**, 22 (1994).
37. Хоексема (J.T. Hoeksema), *Solar magnetic fields — 1985 through 1990* (Report CSSA-ASTRO-91-01, 1991).
38. Хоексема, Шеппер (J.T. Hoeksema and P.H. Scherrer), *The Solar Magnetic Field — 1976 through 1985* (WDCA Report UAG-94, NGDC, Boulder, 1986).