

СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 8, 2021

Темп роста сверхмассивных черных дыр и его зависимость от массы звездного населения галактик в современную эпоху

С. А. Прохоренко, С. Ю. Сазонов

537

Оценка радиальной и вертикальной шкал тонкого диска Галактики по цефеидам

В. В. Бобылев, А. Т. Байкова

557

Поиск эволюционных изменений периодов бимодальной цефеиды TU Cas

Л. Н. Бердников, Е. Н. Пастухова

568

Спектральная переменность компактной планетарной туманности Нб 12

*Н. П. Иконникова, И. А. Шапошников, В. Ф. Есипов, М. А. Бурлак,
В. П. Архипова, А. В. Додин, С. А. Потанин, Н. И. Шатский*

584

К вопросу о холловской неустойчивости в протозвездных дисках

В. Ю. Захаров, Т. Г. Чернова

606

ТЕМП РОСТА СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МАССЫ ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В СОВРЕМЕННУЮ ЭПОХУ

© 2021 г. С. А. Прохоренко^{1,2*}, С. Ю. Сазонов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.07.2021 г.

После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Изучается распределение темпов аккреции на сверхмассивные черные дыры в АЯГ местного объема Вселенной ($z < 0.15$) на основе обзоров неба в близком ИК и жестком рентгеновском диапазонах энергий (2MASS, Swift/BAT). Использование достаточно точных оценок масс черных дыр позволило надежно оценить эддингтоновское отношение λ_{Edd} примерно для половины объектов выборки АЯГ, для остальных использовалась более грубая оценка по корреляции M_{BH} с массой звездного населения галактики M_* . В результате для широкого диапазона масс галактик $9.28 < \log(M_*/M_\odot) < 12.28$, включающего самые массивные галактики в местной Вселенной, показано, что распределение $f(\lambda_{\text{Edd}})$ выше $\log \lambda_{\text{Edd}} = -3$ описывается степенным законом с не зависящими от M_* параметрами и спадает с характерным наклоном ≈ 0.7 вплоть до эддингтоновского предела ($\log \lambda_{\text{Edd}} \sim 0$), где есть указание на завал. Кроме того, есть указание на то, что при $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$ зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ имеет меньший наклон или выходит на плато. Оценено среднее характерное время роста сверхмассивных черных дыр в современную эпоху. Оказалось, что оно слабо зависит от массы звездного населения галактик и превышает время жизни Вселенной, но не более чем на порядок. Оценен средний цикл активности сверхмассивных черных дыр (доля объектов с $\lambda_{\text{Edd}} > 0.01$) в местном объеме Вселенной. Он также слабо зависит от M_* и составляет 0.2–1%. В целом эти результаты, полученные для современной эпохи, подтверждают тенденции, отмеченные в предыдущих работах для более ранней Вселенной, уточняя параметры зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ на $z < 0.15$. По всей видимости, выявленный универсальный (слабо зависящий от массы звездного населения галактики) характер зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ связан с тем, что в настоящее время эпизоды аккреции вещества на сверхмассивные черные дыры в основном связаны со стохастическими процессами в ядрах галактик, а не с глобальными процессами эволюции галактик.

Ключевые слова: сверхмассивные черные дыры, аккреция, активные ядра галактик, рентгеновские источники, функция светимости.

DOI: 10.31857/S0320010821080039

ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям, в ядре практически каждой галактики в настоящую эпоху находится сверхмассивная черная дыра (СМЧД). Выявлена корреляция между массой черной дыры M_{BH} и характеристиками центрального звездного балджа галактики, такими как масса балджа M_b и дисперсия скоростей σ (Магориан и др., 1998; Тремэйн и др., 2002; см. обзор Корменди, Хо, 2013). Это указывает на то, что процессы звездообразования в галактиках и роста их центральных черных дыр могли быть тесно связаны друг с

другом в ходе эволюции Вселенной. В частности, заметную роль могли сыграть механизмы обратной связи, связанные с огромным энерговыделением при аккреции вещества на СМЧД (см., например, Сиотти, Острикер, 2001; Диматтэо и др., 2005; Мюррэй и др., 2005; Сазонов и др., 2005; а также обзоры Фэйбиан, 2012; Кинг, Паундс, 2015; Нааб, Острайкер, 2005), несмотря на то, что масса черной дыры обычно составляет лишь 10^{-3} – 10^{-2} от массы балджа и область ее гравитационного влияния распространяется только на ядро галактики. Однако ясно и то, что эта взаимосвязь не является простой, о чем, в частности, говорит обнаружение

*Электронный адрес: sprokhorenko@iki.rssi.ru

СМЧД в галактиках с псевдобалджами и вообще без балджей (Корменди, Хо, 2013).

Получить достаточно полное представление о взаимосвязи роста СМЧД и эволюции галактик на примере отдельных объектов невозможно из-за огромных (вплоть до космологических) времен, на которых происходят эти процессы. Поэтому необходимо прибегать к статистическим исследованиям галактик и активных ядер галактик (АЯГ). Такие исследования ведутся особенно активно в последние два десятилетия благодаря появлению достаточно глубоких обзоров в разных диапазонах длин волн. Появилось понимание, что основной рост СМЧД во Вселенной происходил на красных смещениях $z \sim 1-3$ (см., например, Уеда и др., 2014; Эирд и др., 2015), примерно в ту же эпоху, когда наиболее активно формировались звезды в галактиках (см. обзор Мадау и др., 2014), а в более позднее время оба этих процесса значительно замедлились. При этом, начиная с $z \sim 3$ и вплоть до настоящего времени, интегральный темп аккреции вещества на черные дыры в ядрах галактик был примерно пропорционален суммарному темпу звездообразования во Вселенной (см., например, Мэрлони, Хайнц, 2008; Шанкар и др., 2009). Эти тенденции, однако, надежно установлены лишь для Вселенной в среднем, а в эволюции галактик разных типов и росте их центральных черных дыр остается много неясного.

Большинство ключевых вопросов остается открытым даже для современной эпохи. Например, почему одни галактики являются активными (в частности, сейфертовскими), а другие — нет? В какой степени это связано с процессами, происходящими в центральной области галактики, и с эволюцией галактики в целом? Какой характерный цикл активности АЯГ? Один из возможных путей поиска ответов на эти вопросы состоит в статистическом исследовании встречаемости АЯГ разной светимости (т.е. с разным темпом аккреции на СМЧД) в галактиках разных типов. При этом в качестве ключевой характеристики галактик можно использовать массу звездного населения M_* .

Одно из первых полноценных исследований такого рода было проведено в работе Эирд и др. (2012). На нескольких небольших площадках на небе (общей площадью около 3 кв. град) была сформирована представительная выборка из $\sim 25 \times 10^3$ галактик, среди которых по рентгеновскому излучению были отобраны ~ 200 АЯГ на красных смещениях $0.2 < z < 1.0$. Для всех АЯГ были получены оценки темпа аккреции на СМЧД (по измеренной рентгеновской светимости), а для всех галактик (включая АЯГ) — грубые оценки массы черной дыры в предположении, что $M_{\text{BH}} = 0.002 M_*$ (считая, что балдж доминирует в полной звездной массе галактики). В результате было

исследовано распределение СМЧД по эддингтоновскому отношению λ_{Edd} (отношение темпа аккреции к критическому, задаваемому эддингтоновской светимостью), и оказалось, что эта зависимость $[f(\lambda_{\text{Edd}})]$ имеет спадающий степенной характер с наклоном около -0.65 , который не зависит от M_* , и нормировкой, которая растет с увеличением z . Таким образом, было получено указание на то, что рост СМЧД имеет универсальный характер в галактиках разных масс и что он сильно замедлился во Вселенной в целом между эпохами $z = 1$ и $z = 0.2$.

В работе Бонджорно и др. (2012) были получены аналогичные работе Эирд и др. (2012) результаты, но для более ранней Вселенной — $0.3 < z < 2.5$, а также было отмечено отсутствие зависимости распределения по λ_{Edd} не только от массы, но и от темпа звездообразования; кроме того, был обнаружен завал в степенной зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ при $\lambda_{\text{Edd}} \sim 1$. Затем Бонджорно и др. (2016) уточнили форму этого завала и его эволюцию с красным смещением, а Георгакакис и др. (2017) обнаружили уплощение или, возможно, завал функции $f(\lambda_{\text{Edd}})$ при $\log \lambda_{\text{Edd}} \lesssim -3$ и отметили некоторую зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ от M_* , заключающуюся в преобладании малых темпов аккреции (λ_{Edd}) среди массивных галактик. Наконец, Эирд и др. (2018), изучая Вселенную в широком диапазоне красных смещений $0.1 < z < 4$, в целом подтвердили и уточнили эти тенденции.

Во всех упомянутых работах выводы о распределении темпов аккреции на СМЧД делались на основе “специфического темпа аккреции”, т.е. отношения рентгеновской светимости АЯГ к полной массе звездного населения родительской галактики. Однако, ввиду слабости корреляции между M_{BH} и M_* , специфический темп аккреции является лишь грубым приближением λ_{Edd} . Кроме того, из-за ограниченной площади рентгеновских обзоров (не более $\sim 10^3$ кв. град), использовавшихся в этих исследованиях, область их охвата по красному смещению начинается с $z \sim 0.1-0.2$, т.е. наименее исследованной оказалась современная Вселенная.

В этой связи необходимо отметить, что зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ в современную эпоху изучалась в работе Кауфманн, Хекман (2009), где отбор АЯГ, причем только 2-го типа, производился не на основе рентгеновских обзоров, а на основе Слоановского цифрового обзора (SDSS) в оптическом диапазоне. А именно, АЯГ отбирались по излучению в узких эмиссионных линиях, а их болометрические светимости (и, как следствие, темпы аккреции) оценивались по потоку излучения в узкой линии [OIII] $\lambda 5007$. Первоначальные выводы этой работы

кардинально отличались от выводов перечисленных выше исследований, основанных на рентгеновском отборе АЯГ. Однако затем в работе Джонс и др. (2016) было показано, что при таком методе возникают сильные эффекты селекции, а после их учета результаты, основанные на обзоре SDSS, достаточно хорошо согласуются с тем, что зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ (на малых красных смещениях) имеет степенной характер со степенным завалом при $\lambda_{\text{Edd}} \sim 1$.

Цель настоящей работы — исследовать распределение СМЧД по λ_{Edd} и его зависимость от M_* в современную эпоху ($z < 0.15$). Для того чтобы систематически рассмотреть как можно больше АЯГ в местной Вселенной, мы будем опираться на данные двух обзоров всего неба: 1) фотометрического обзора 2MASS в ближнем инфракрасном диапазоне — для построения масштабной выборки галактик ($\sim 10^6$ объектов) с известными красными смещениями, 2) жесткого рентгеновского обзора прибора BAT обсерватории Свифт им. Нила Джерельса — для построения выборки АЯГ (~ 650 объектов). Использование ближнего ИК обзора позволяет достаточно точно оценить звездные массы галактик, а использование жесткого рентгеновского обзора минимизирует влияние эффектов селекции при отборе АЯГ. Помимо грубых оценок масс СМЧД на основе корреляции с массой звездного балджа, мы используем также более точные оценки M_{BH} , имеющиеся примерно для половины нашей выборки АЯГ. Насколько нам известно, такое исследование проводится впервые для местного объема Вселенной.

ОТБОР ОБЪЕКТОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Выборка галактик

“Обзор всего неба на длине волны два микрона” (Two Micron All Sky Survey, 2MASS) (Скруцки и др., 2006) дает возможность составить большую однородную выборку галактик в относительно близкой Вселенной и достаточно надежно оценить массы их звездного населения на основе фотометрических измерений в полосе K_s ($\lambda = 2.159$ мкм, $\Delta\lambda = 0.262$ мкм)¹. Чтобы измерить светимости галактик в данной полосе, мы использовали каталоги 2MRS (Хухра и др., 2012) и 2MPZ (Билики и др., 2013) красных смещений галактик из обзора 2MASS. В каталоге 2MRS представлены спектроскопические измерения красных смещений; в каталоге 2MPZ у большей части объектов нет

спектроскопических измерений, зато есть фотометрические оценки z , найденные с помощью алгоритмов машинного обучения. Хотя такие оценки характеризуются значительными погрешностями, они вполне пригодны для целей данной работы, принимая во внимание более серьезные допущения, которые нам приходится делать по ходу исследования.

В результате кросс-корреляции каталогов 2MRS (43 533 галактики) и 2MPZ (934 175 галактик) выяснилось, что в каталоге 2MPZ отсутствуют 4454 галактики, которые есть в каталоге 2MRS. Поэтому для увеличения статистической полноты выборки галактик необходимо использовать объединенный каталог 2MRS/2MPZ. Мы исключили из рассмотрения область неба около плоскости Галактики ($|b| < 10^\circ$), так как в этой зоне каталоги галактик 2MRS и 2MPZ характеризуются недостаточной полнотой. Кроме того, было наложено ограничение по красному смещению $z < 0.15$. Это было сделано опять же из-за необходимости обеспечить высокую статистическую полноту выборки и чтобы можно было пренебречь влиянием космологической эволюции населения галактик на результаты исследования.

Указанным выше ограничениям ($|b| > 10^\circ$ и $z < 0.15$) удовлетворяют 793 289 галактик из объединенного каталога 2MRS/2MPZ.

Выборка АЯГ

Для составления выборки АЯГ мы использовали наиболее глубокий из имеющихся на данный момент и однородный по большей части неба каталог жестких рентгеновских (14–195 кэВ) источников, зарегистрированных прибором BAT обсерватории Свифт (Swift/BAT). Из последней опубликованной версии каталога, основанной на первых 105 месяцах наблюдений Swift/BAT (Ох и др., 2018), были отобраны АЯГ с потоком выше 8.4×10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (14–195 кэВ). На такой глубине покрыто 90% неба (все небо покрыто с чувствительностью лучше 9.3×10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$). Аналогично выборке галактик, мы наложили ограничения $|b| > 10^\circ$ и $z < 0.15$ и на выборку АЯГ. Причем этот выбор дополнительно обусловлен тем, что значительная часть рентгеновских источников Swift/BAT на низких галактических широтах остается неотожествленной.

Из каталога Swift/BAT были взяты только объекты с типами Seyfert I (Sy 1.0–1.8), Seyfert II (Sy 1.9–2.0), LINER, Unknown AGN (т.е. сейфертовские галактики и АЯГ неопределенного оптического типа) и исключены блазары (Beamed AGN), так

¹ Далее K_s будет сокращенно обозначаться как K , несмотря на то, что полосой K принято считать другую, близкую по длине волны (с центром в $\lambda = 2.2$ мкм).

Таблица 1. Распределение АЯГ по типам и источникам информации о красном смещении/расстоянии

Тип	Всего	Есть в 2MPZ+2MRS	Спектроскопические z	Фотометрические z	Точные расстояния
Seyfert I	246	205	242	4	4
Seyfert II	353	339	343	10	41
LINER	5	5	5	0	1
Unknown AGN	49	48	29	20	1
Всего:	653	597	619	34	47

как это специфический класс АЯГ с сильно коллимированным в сторону наблюдателя излучением, который требует отдельного рассмотрения.

Таким образом, было отобрано 653 АЯГ.

Пересечение выборок галактик и АЯГ

В результате кросс-корреляции выборки АЯГ Swift/BAT и выборки галактик 2MRS/2MPZ было найдено 597 совпадений (спорные случаи были разрешены вручную с помощью базы данных внегалактических объектов NED). Для 43 из этих объектов мы уточнили потоки в K -полосе, используя “Атлас больших галактик обзора 2MASS” (The 2MASS Large Galaxy Atlas) (Джарретт и др., 2003), так как в нем содержатся более точные измерения потоков ИК-излучения для близких галактик.

Для оставшихся 56 АЯГ (которых нет в каталогах 2MRS и 2MPZ) информация о потоке в K -полосе была взята из “Каталога протяженных объектов обзора 2MASS” (2MASS Extended Catalog, Джарретт, 2004) — 14 объектов, “Каталога точечных источников обзора 2MASS” (2MASS All-Sky Catalog of Point Sources, Кутри и др., 2003) — 41 объект, “Атласа больших галактик обзора 2MASS” — 1 объект (галактика из созвездия Циркуль).

Расстояния до объектов

Красные смещения галактик и АЯГ были взяты из каталогов 2MRS и 2MPZ, используя (при наличии) спектроскопические измерения и отдавая предпочтение каталогу 2MPZ. Для тех АЯГ, которых нет в каталогах 2MRS и 2MPZ, использовались красные смещения, приведенные в оригинальном каталоге 105-месячного обзора Swift/BAT. Отметим, что выбор источника красного смещения не принципиален для рассматриваемой задачи, так

как спектроскопические красные смещения, приводимые в каталогах Swift/BAT и 2MPZ, различаются в среднем на 1.5% и лишь в 5 случаях больше чем на 10% (в этих случаях брались оценки из NED). Отличие между красными смещениями Swift/BAT и 2MRS для выборки АЯГ составляет в среднем 1% и не превышает 7% (во всех случаях кроме одного оно меньше 5%). Всего для выборки АЯГ было взято 399 спектроскопических и 34 фотометрических z из каталога 2MPZ, а для остальных 220 объектов были использованы спектроскопические z из 105-месячного каталога Swift/BAT.

Для большинства галактик и АЯГ фотометрические расстояния и, как следствие, светимости рассчитывались по красным смещениям. При этом использовалась космологическая модель $\Omega_0 = 0.3$, $h_0 = 70$ км с⁻¹ Мпк⁻¹. Для 47 наиболее близких АЯГ ($z \lesssim 0.01$) использовались более точные оценки расстояний, взятые из базы данных Cosmicflows3 (Тулли и др., 2016). Аналогично, после корреляции каталогов 2MRS и 2MPZ с Cosmicflows3 были исправлены 8625 из 42 533 и 7241 из 934 175 расстояний до галактик в этих каталогах соответственно.

Таким образом, для всех 653 АЯГ выборки были найдены партнеры в обзоре 2MASS, соответствующие потоки в K -полосе и расстояния. Информация об оптических типах и красных смещениях/расстояниях АЯГ выборки суммируется в табл. 1.

СВОЙСТВА ВЫБОРОК ГАЛАКТИК И АЯГ

На рис. 1 слева показано распределение АЯГ исследуемой выборки по рентгеновской светимости L_X (в диапазоне энергий 14–195 кэВ) и расстоянию. Там же справа представлено распределение этих АЯГ по рентгеновской светимости и светимости в K -полосе L_K . Здесь и далее светимости объектов в K -полосе выражены в светимостях

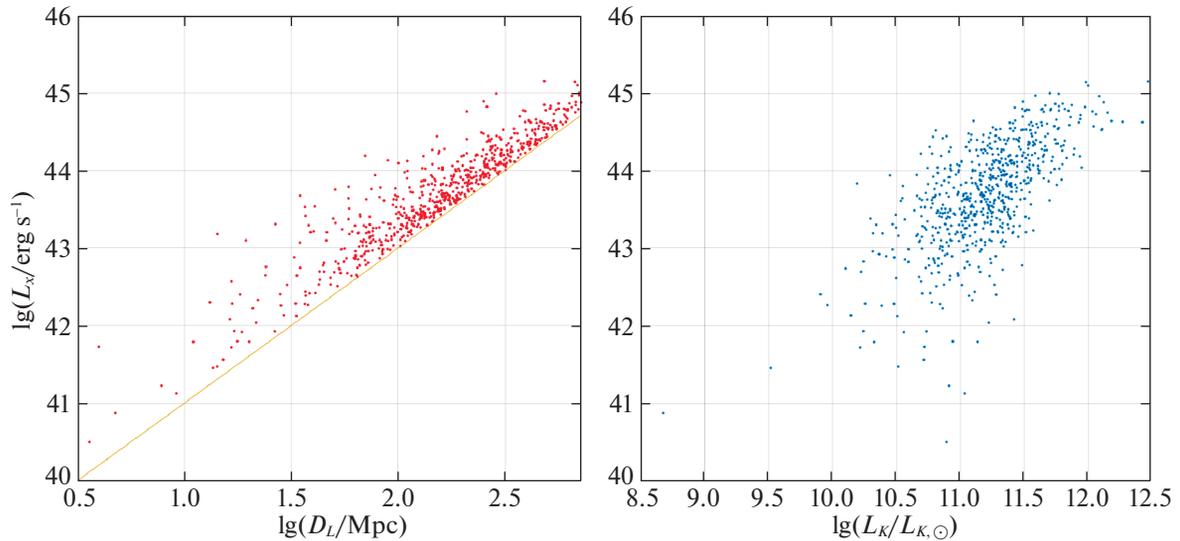


Рис. 1. Слева: Зависимость рентгеновской светимости (14–195 кэВ) от расстояния для выборки АЯГ Swift/BAT. Оранжевой линией показан порог по светимости, соответствующий минимальному рентгеновскому потоку для включения АЯГ в выборку ($F_{\min} = 8.4 \times 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$). Справа: Распределение АЯГ по рентгеновской светимости и светимости в К-полосе.

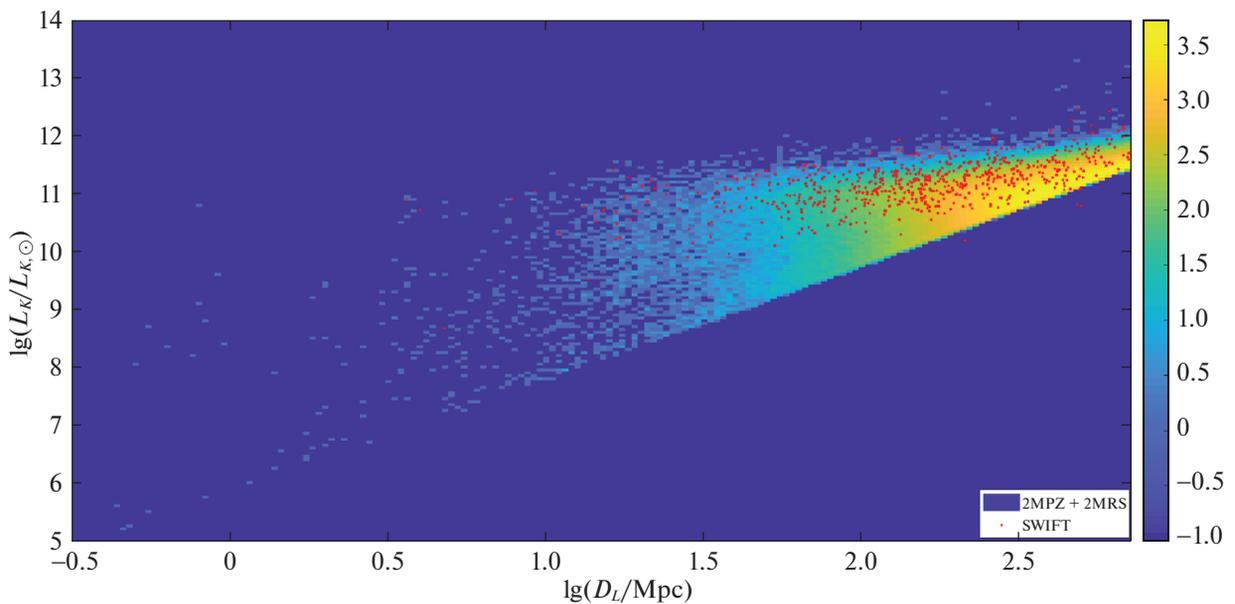


Рис. 2. Зависимость светимости галактик из выборки 2MRS/2MPZ в К-полосе (в светимостях Солнца в той же полосе) от расстояния. Поле разбито на интервалы шириной 0.02 порядка величины по оси расстояний и 0.05 порядка величины по оси светимостей. Цветом показан десятичный логарифм количества галактик, попавших в данный участок диаграммы (в соответствии с цветовой шкалой справа). Значение логарифма -1 означает, что в данный участок не попало ни одной галактики. Красными точками обозначены АЯГ из выборки Swift/BAT.

Солнца в этой полосе, используя соответствующее значение абсолютной величины Солнца $K_{\odot} = 3.27$ (Виллмер, 2018). Как видим, рентгеновские светимости АЯГ варьируются в широком диапазоне от $L_X \sim 10^{41}$ до $\sim 10^{45}$ эрг с^{-1} , а их ИК-светимости охватывают диапазон более двух порядков величины.

На рис. 2 показано распределение выборки галактик из объединенного каталога 2MRS/2MPZ по светимости в К-полосе и расстоянию, отдельно отмечены АЯГ из выборки Swift/BAT. Как видим, выбранные АЯГ оказываются в среднем несколько более яркими в ИК-диапазоне относительно выборки всех галактик.

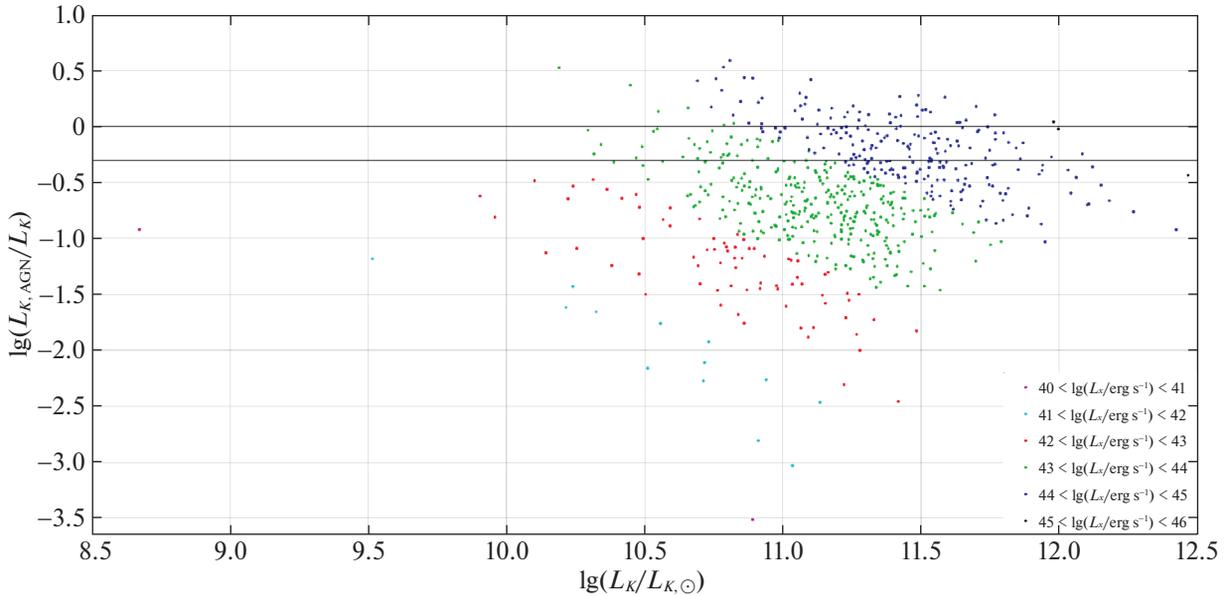


Рис. 3. Отношение предполагаемого вклада активного ядра к полной светимости галактики в K -полосе для выборки АЯГ (в зависимости от светимости). Разными цветами показаны объекты с разной светимостью в жестком рентгеновском диапазоне. Две горизонтальные линии соответствуют уровням 50 и 100%. Превышение уровня 100% свидетельствует о переоценке вклада ядра.

Учет вклада активного ядра в ИК-светимость галактик

В светимость активной галактики в K -полосе, помимо звездного населения, может вносить заметный вклад ее ядро — вследствие поглощения части излучения аккреционного диска СМЧД окружающими пылью и газом и переизлучения в инфракрасной части спектра. Этот вклад, $L_{K,AGN}$, можно оценить по жесткой рентгеновской светимости АЯГ, используя корреляцию между этими величинами. Для местного населения АЯГ такое соотношение было получено в работе (Сазонов и др., 2012) по данным обзора неба орбитальной обсерватории ИНТЕГРАЛ в диапазоне энергий 17–60 кэВ и наблюдений космического телескопа им. Спитцера (Spitzer) и пересчитано для K -полосы в работе (Хорунжев и др., 2012). Адаптируя уравнение (4) из последней статьи для диапазона энергий обзора Swift/BAT (14–195 кэВ), получаем

$$L_{K,AGN} \approx 0.05L_X. \quad (1)$$

Пересчет был сделан в предположении, что рентгеновские спектры АЯГ имеют степенную форму с наклоном $\Gamma = 1.8$ и экспоненциальным завалом на энергии 200 кэВ (см. обзор Мализия и др., 2020). Подчеркнем, что, хотя линейная зависимость (1) должна достаточно хорошо описывать местное население АЯГ в среднем, ожидается значительный разброс значений $L_{K,AGN}/L_X$ от объекта к объекту (Сазонов и др., 2012).

Если оценить вклад ядра в ИК-светимость АЯГ нашей выборки описанным образом, то светимости их звездных населений могут быть оценены как

$$L_{K,g} = L_K - L_{K,AGN}. \quad (2)$$

На рис. 3 показано отношение $L_{K,AGN}/L_K$ для АЯГ выборки. Для 169 объектов ожидаемый вклад ядра в полную светимость галактики в K -полосе оказывается больше 50%, а для 57 превышает 100%, что свидетельствует о завышенной оценке вклада ядра для ряда объектов. Связанная с этим систематическая неопределенность будет учтена ниже при исследовании распределения СМЧД по λ_{Edd} .

Функции светимости

Используя описанные выше выборки объектов, можно построить функции светимости галактик в близком ИК-диапазоне и АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне в современную эпоху ($z < 0.15$). Для таких вычислений подходит стандартный метод $1/V_{max}$, где $V_{max} = (4\pi/3) \times 0.826D_{max}^3$ — максимальный объем Вселенной, в котором мог бы быть обнаружен объект с заданной светимостью L_X или L_K в соответствующем обзоре (Swift/BAT или 2MASS). Здесь коэффициент 0.826 равен доле полной площади небесной сферы на $|b| > 10^\circ$. Максимальное расстояние D_{max} определялось исходя из порогов детектирования в обзорах Swift/BAT и 2MASS, а именно, минимального

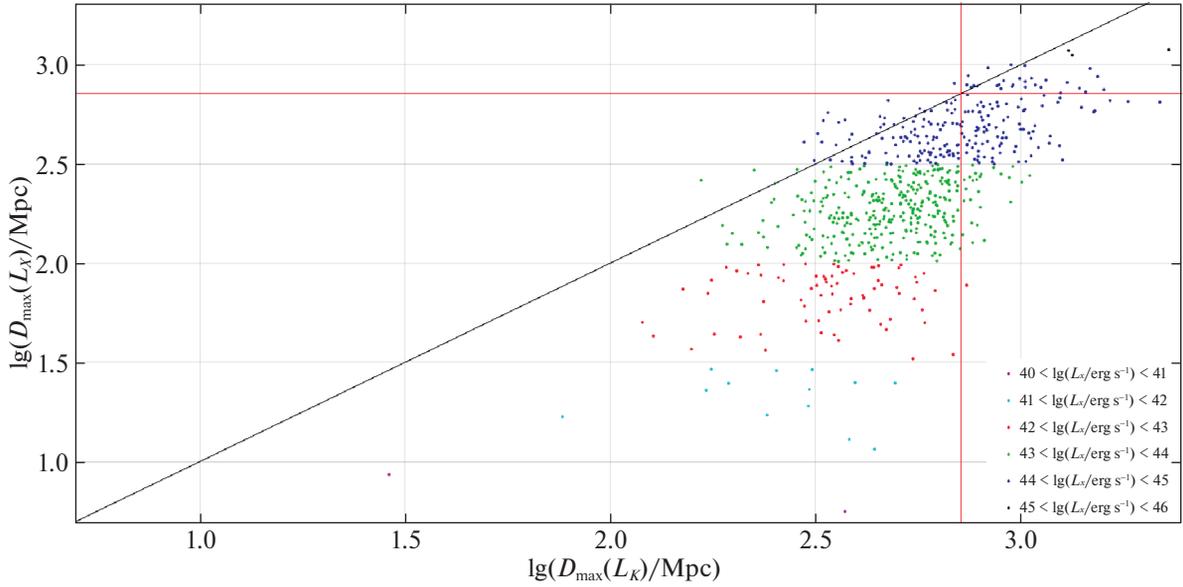


Рис. 4. Максимальные просматриваемые расстояния в жестком рентгеновском обзоре Swift/BAT и обзоре в K -полосе 2MASS для АЯГ разной светимости (показаны разными цветами) исследуемой выборки. Красными линиями обозначены расстояния, соответствующие $z = 0.15$.

потока 8.4×10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в диапазоне 14–195 кэВ при построении функции рентгеновской светимости АЯГ и максимальной видимой звездной величины $K = 13.9$ (Билики и др., 2013) при построении ИК-светимости галактик. Для объектов, у которых максимальное просматриваемое расстояние $D_{\max}(L_K)$ или $D_{\max}(L_X)$ превышает $D_L(z = 0.15)$, V_{\max} принимался равным $(4\pi/3) \times 0.826 D_L^3(z = 0.15)$. Погрешности в заданных интервалах светимости рассчитывались исходя из пуассоновской статистики как $\pm \sqrt{\sum_i (1/V_{\max,i}^2)}$.

На рис. 4 показано распределение АЯГ исследуемой выборки по максимальным просматриваемым расстояниям в жестком рентгеновском обзоре Swift/BAT и в обзоре в K -полосе 2MASS. Это двумерное распределение потребуется нам в дальнейшем при исследовании распределения СМЧД по λ_{Edd} .

Помимо дискретного представления функций светимости АЯГ и галактик мы попытались описать их с помощью простых аналитических моделей, используя метод максимального правдоподобия с функцией правдоподобия:

$$\mathcal{L} = -2 \sum_i \ln \frac{n(L_{\text{obs},i}) V_{\max}(L_{\text{obs},i})}{\int n(L_{\text{obs}}) V_{\max}(L_{\text{obs}}) d \log L_{\text{obs}}}, \quad (3)$$

где L_{obs} — измеренная светимость объекта в соответствующем обзоре. Суммирование по индексу i производится по всем объектам из соответствующей выборки, а нормировка функции правдоподобия определяется полным количеством объектов в выборке.

Для описания функции рентгеновской светимости АЯГ $n_X(L_X)$ использовался степенной закон с изломом:

$$n_X \equiv \frac{dN}{dV d \log L_X} = \frac{\phi^*}{(L_X/L^*)^{\gamma_1} + (L_X/L^*)^{\gamma_2}}, \quad (4)$$

часто применяемый в исследованиях АЯГ, а для описания функции светимости галактик в K -полосе $n_K(L_K)$ — функция Шехтера:

$$n_K \equiv \frac{dN}{dV d \log L_K} = \phi^* \left(\frac{L_K}{L^*} \right)^{\alpha+1} \exp \left(- \frac{L_K}{L^*} \right). \quad (5)$$

Учет неполноты выборки АЯГ

Рассматриваемая здесь выборка АЯГ из обзора Swift/BAT не является статистически полной. Во-первых, присутствует недобор объектов на 10% неба, так как с чувствительностью лучше 8.4×10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ покрыто лишь 90%. Во-вторых, в исходном каталоге Swift/BAT на широтах $|b| > 10^\circ$ есть 83 объекта неизвестной природы, и если предположить, что половина из них являются АЯГ, то наша выборка увеличится еще примерно на 10%. Это позволяет считать, что исследуемая выборка неполна примерно на $20\% \pm 10\%$. Поэтому при построении функции светимости АЯГ и во всех последующих расчетах пространственная плотность АЯГ умножалась на коэффициент 1.2, а соответствующие погрешности были увеличены на 10%.

Таблица 2. Параметры аппроксимации функции светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне моделью (4) и функции светимости галактик в K -полосе моделью (5)

Функция светимости	ϕ^* , $\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$	γ_1 или α	γ_2	L^* , эрг с^{-1}
АЯГ	$2.2 \pm 0.2 \times 10^{-5}$	$0.64 \pm \begin{smallmatrix} 0.06 \\ 0.08 \end{smallmatrix}$	$2.28 \pm \begin{smallmatrix} 0.02 \\ 0.06 \end{smallmatrix}$	$5.623 \pm \begin{smallmatrix} 1.456 \\ 1.157 \end{smallmatrix} \times 10^{43}$
Галактики	$7.89 \pm 0.01 \times 10^{-3}$	-1.053 ± 0.01		$6.79 \pm 0.02 \times 10^{42}$

Функция рентгеновской светимости АЯГ

Рассчитанная методом $1/V_{\text{max}}$ функция светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне и результат ее аппроксимации моделью (4) показаны на рис. 5, а параметры аппроксимации представлены в табл. 2.

Как видим, степенная модель с изломом хорошо описывает данные 105-месячного обзора Swift/ВАТ и удовлетворительно согласуется с результатом, полученным ранее в работе Айелло и др. (2012) на основе выборки АЯГ меньшего размера из 60-месячного обзора Swift/ВАТ (для этого сравнения мы пересчитали приведенные в работе Айелло и др., 2012, модельные параметры из оригинального диапазона энергий 15–55 кэВ в диапазон 14–195 кэВ, используя модель степенного спектра с наклоном $\Gamma = 1.8$ и экспоненциальным завалом на энергии 200 кэВ).

Функция светимости галактик в K -полосе

Рассчитанная методом $1/V_{\text{max}}$ функция светимости галактик в K -полосе и результат ее аппроксимации моделью (5) показаны на рис. 6, а параметры аппроксимации представлены в табл. 2.

В работе Боннэ и др. (2015) была построена функция светимости галактик в K -полосе на основе выборки из 13325 близких галактик из того же обзора 2MASS, что и в настоящей работе. Хотя полученные нами значения модельных параметров близки к значениям, приведенным в статье (Боннэ и др., 2015) ($\phi^* = 7.64^{+0.93}_{-0.83} \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$, $\alpha = -1.17 \pm 0.08$, $\log(L^*/\text{эрг с}^{-1}) = 42.974 \pm 0.024$), из рис. 6 видно, что функция светимости галактик в близком ИК-диапазоне плохо описывается функцией Шехтера. Для малых светимостей это связано с тем, что в нашу выборку входят галактики как ранних (эллиптические и линзовидные), так и поздних (спиральные) типов, и было бы более правильно описывать функцию светимости суммой двух моделей Шехтера с разными параметрами (Боннэ и др., 2015). В яркой же части функции светимости наблюдаемое отклонение оценок по методу $1/V_{\text{max}}$ от аналитической модели, вероятно, связано с тем, что заметная

часть галактик очень высокой светимости в обзоре 2MASS могут являться активными, и тогда в их светимость в K -полосе может вносить заметный вклад активное ядро (т.е. аккреция на СМЧД).

Чтобы оценить вклад АЯГ в яркую часть функции светимости галактик в K -полосе, можно воспользоваться корреляцией (1). Для этого надо просто сдвинуть найденную выше (по данным обзора Swift/ВАТ) функцию светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 5) на $|\log(0.05)| \text{dex}$ влево вдоль оси светимостей. Полученная таким образом оценка вклада АЯГ в функцию светимости галактик в K -полосе показана красной линией на рис. 6. Видно, что учет этого вклада позволяет объяснить наблюдаемый изгиб функции светимости галактик выше $L_K \sim 10^{12.5} L_{K,\odot}$ лишь частично. Скорее всего, это связано со значительной неопределенностью в доле болометрической светимости АЯГ, приходящейся на близкий ИК-диапазон. Так, если повторить оценку, увеличив коэффициент в формуле (1) с 0.05 до 0.1, то удастся значительно лучше описать загиб функции светимости галактик (см. зеленую линию на рис. 6).

Как следует из рис. 6, вплоть до светимостей $L_K \sim 10^{12.5} L_{K,\odot}$ вклад АЯГ в функцию светимости галактик в K -полосе можно считать несущественным, т.е. на таких светимостях пространственная плотность обычных (пассивных) галактик оказывается значительно выше пространственной плотности АЯГ. Поэтому, так как в исследуемой выборке АЯГ (из обзора Swift/ВАТ) нет объектов с $L_K > 10^{12.5} L_{K,\odot}$, в дальнейшем мы можем не только ограничиться светимостями $L_K < 10^{12.5} L_{K,\odot}$, но и считать, что $n_K(L_{K,g}) \approx n_K(L_K)$ для населения галактик (см. уравнение (2)).

Несмотря на то что простая модель Шехтера плохо подходит для описания функции светимости галактик в K -полосе, это никак не влияет на результаты нашего исследования, так как в дальнейшем используется лишь непараметрическое описание этой функции (дискретные оценки пространственной плотности галактик, полученные методом $1/V_{\text{max}}$).

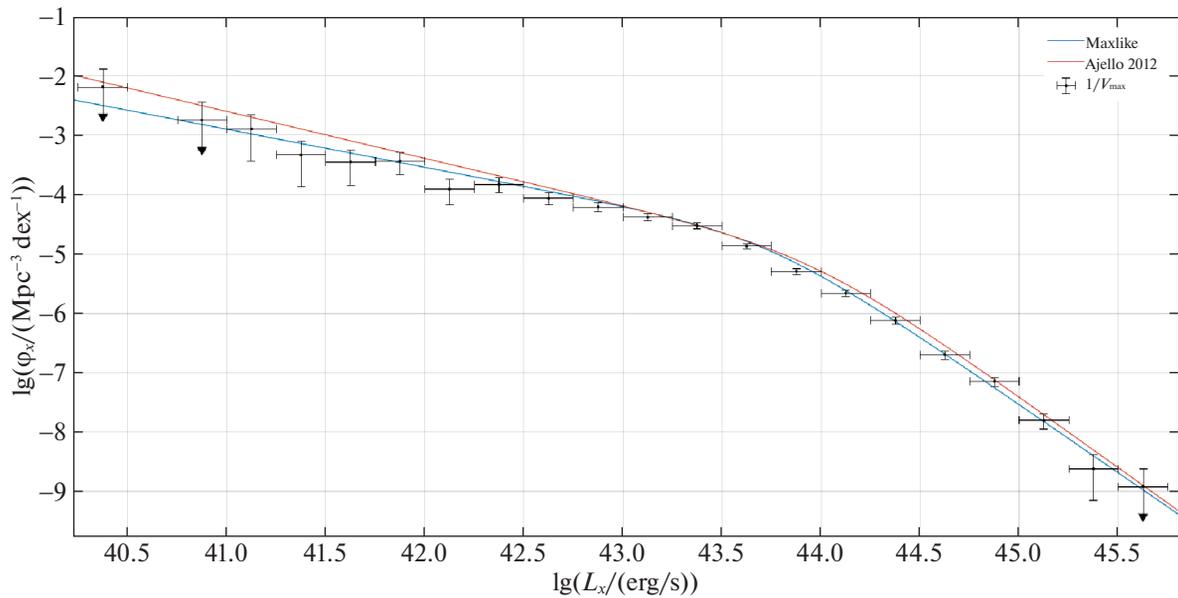


Рис. 5. Функция светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне (14–195 кэВ), полученная по данным 105-месячного обзора Swift/BAT методом $1/V_{\max}$ (черные точки с погрешностями). Синей линией показана аппроксимация степенным законом с изломом, рассчитанная методом максимального правдоподобия. Для сравнения красной линией показана модель из работы (Айелло и др., 2012), полученная по данным 60-месячного обзора Swift/BAT.

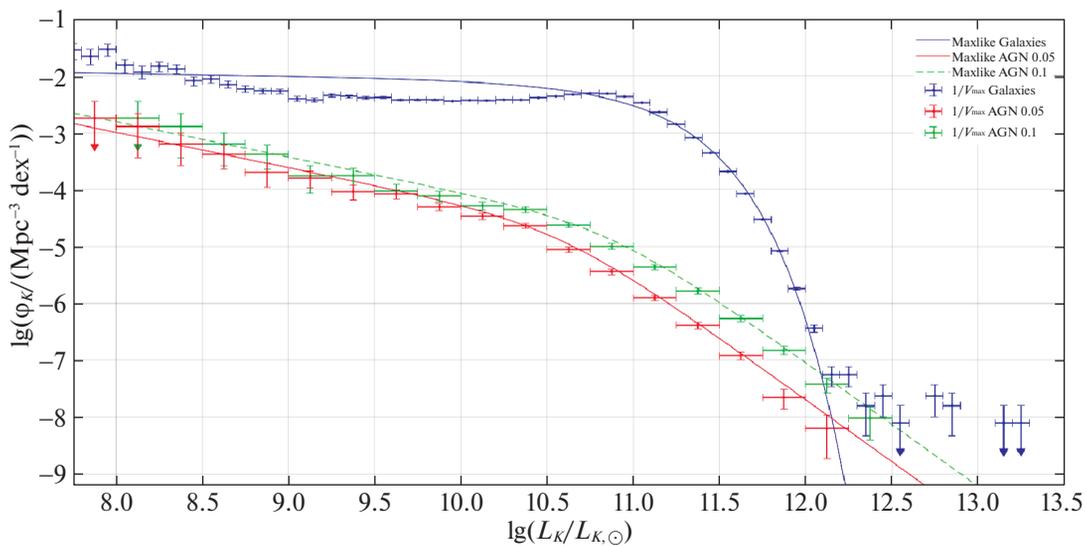


Рис. 6. Функция светимости галактик в K -полосе по данным обзора 2MASS, полученная методом $1/V_{\max}$ (синие точки с погрешностями), и ее аппроксимация функцией Шехтера, рассчитанная методом максимального правдоподобия (синяя линия). Также показаны оценки функции светимости АЯГ в K -полосе, полученные пересчетом соответствующей функции светимости в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 5), используя корреляцию (1) (красная линия) и аналогичную зависимость, но с коэффициентом 0.1 (зеленая линия).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АЯГ ПО ЭДДИНГТОНОВСКОМУ ОТНОШЕНИЮ

Переходим к непосредственной цели данной работы — исследованию распределения СМЧД по эддингтоновскому отношению и его зависимости от массы галактики.

Отношение масса—светимость и функция звездной массы галактик

В первую очередь нам требуется перейти от светимости в близком ИК-диапазоне к массе звездного населения галактик. Как известно, отношение масса—светимость зависит от типа галактики. Так, для спиральных галактик в работе (Мак-

гаух, Шомберт, 2014) получено типичное значение $M_*/L_K = 0.6 M_\odot/L_{K,\odot}$, а в работе (Мартинссон и др., 2013) приведен диапазон значений $M_*/L_K = (0.31 \pm 0.07) M_\odot/L_{K,\odot}$. В статье (Бэлл и др., 2003) на рис. 20 приведена зависимость M_*/L_K от цвета $B - R$ для галактик из обзора 2MASS (т.е. включены галактики разных типов). Эта зависимость слабая: у большинства галактик $0.5 M_\odot/L_{K,\odot} < M_*/L_K < 1.2 M_\odot/L_{K,\odot}$, а среднее значение составляет $\approx 0.8 M_\odot/L_{K,\odot}$. Опираясь на эти наблюдательные данные, мы будем в дальнейшем использовать постоянное значение

$$\frac{M_*}{L_{K,g}} = 0.6 \frac{M_\odot}{L_{K,\odot}}, \quad (6)$$

понимая, что это отношение в действительности может варьироваться на $\sim 50\%$ для галактик исследуемой выборки.

В рамках этого предположения мы можем осуществить переход от функции светимости галактик в K -полосе $n_K(L_{K,g}) \approx n_K(L_K)$ к функции звездной массы галактик $n_m(M_*)$ простым сдвигом аргумента функции на $\log(0.6)$.

Эддингтоновское отношение

Интенсивность аккреции на СМЧД удобно описывать в терминах отношения болометрической светимости к эддингтоновскому пределу (эддингтоновского отношения):

$$\lambda_{\text{Edd}} \equiv \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}, \quad (7)$$

где

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} \quad (8)$$

(эрг с^{-1}), а M_{BH} — масса черной дыры.

В работе Сазонов и др. (2012) на основе выборки АЯГ (в местном объеме Вселенной) из жесткого рентгеновского обзора обсерватории ИНТЕГРАЛ было показано, что светимость АЯГ в диапазоне энергии 17–60 кэВ составляет в среднем примерно $1/9$ от их болометрической светимости. Предполагая (как мы уже делали раньше), что рентгеновские спектры АЯГ описываются степенным законом с наклоном $\Gamma = 1.8$ и экспоненциальным завалом на энергии 200 кэВ, можно записать аналогичное соотношение для оценки болометрической светимости АЯГ по измеренной светимости в диапазоне энергий обзора Swift/BAT (14–195 кэВ):

$$L_{\text{bol}} \approx 4.5 L_X. \quad (9)$$

Расчет распределения галактик по λ_{Edd}

Наша цель состоит в определении вероятности $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ того, что СМЧД в ядре галактики с массой звездного населения M_* аккрецирует вещество в темпе λ_{Edd} . Эту величину можно найти так:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = \frac{n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})}{n_m(M_*)}, \quad (10)$$

где

$$n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}}) \equiv \frac{dN_{\text{gal}}/dV}{d \log \lambda_{\text{Edd}} d \log M_*} \quad (11)$$

есть пространственная плотность галактик, приходящихся на единичный логарифмический интервал λ_{Edd} и единичный логарифмический интервал M_* около заданных значений λ_{Edd} и M_* соответственно.

Расчет $n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})$ осуществлялся методом $1/V_{\text{max}}$, где V_{max} — меньший из объемов $V_{\text{max}}(L_{K,g})$ и $V_{\text{max}}(L_X)$ для данного АЯГ. Применимость этого метода и связанные с ним неопределенности обсуждаются ниже. Из рис. 4 видно, что для АЯГ исследуемой выборки максимальный просматриваемый объем V_{max} в основном определяется чувствительностью жесткого рентгеновского обзора Swift/BAT, а не ИК-обзора 2MASS.

Учет неточности оценки звездных масс галактик с активными ядрами

Расчет величины $n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})$ состоит из нескольких этапов:

1. Для каждого АЯГ (из 653) оценивается светимость звездного населения галактики в K -полосе $L_{K,g}$ по формуле (2) с учетом предполагаемого вклада активного ядра в светимость галактики по формуле (1), а затем масса звездного населения M_* по формуле (1). На этом этапе для некоторых объектов получается $L_{K,g} < 0$, и такие, естественно, исключаются из дальнейшего рассмотрения.
2. Для каждого из оставшихся АЯГ рассчитывается $D_{\text{max}}(L_{K,g})$ — максимальное расстояние, до которого этот объект был бы обнаружен в обзоре 2MASS, если бы у него не было активного ядра. Если $D_{\text{max}}(L_{K,g})$ в результате оказывается меньше, чем расстояние D до объекта, то такой АЯГ исключается из дальнейшего рассмотрения.
3. Для каждого из отобранных на предыдущих этапах объектов определяется максимальный просматриваемый объем $V_{\text{max}}(L_{K,g}, L_X) = \min(V_{\text{max}}(L_X), V_{\text{max}}(L_{K,g}))$.

Таблица 3. Количество АЯГ с “точными” оценками массы СМЧД, полученными разными способами

Эхокартирование	По линии H α	По линии H β	По дисперсии скоростей	Всего
39	179	149	164	332

Таким образом, получилось три группы АЯГ:
 1) 536 объектов с $D < D_{\max}(L_{K,g})$ и $L_{K,g} > 0$,
 2) 60 объектов с $D > D_{\max}(L_{K,g})$ и $L_{K,g} > 0$,
 3) 57 объектов с $L_{K,g} \leq 0$.

Наличие объектов с $L_{K,g} \leq 0$ указывает на то, что мы переоценили вклад активного ядра в светимость в K -полосе этих галактик. Ранее (рис. 3) мы уже отмечали, что оценки $L_{K,AGN}$ характеризуются значительной неопределенностью. Чтобы учесть влияние этого фактора на результаты исследования, мы провели расчет $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$ тремя способами.

Первый способ основан на описанном выше алгоритме, а именно учете вклада активного ядра в ИК-светимость галактики по формуле (1) и использовании в расчете подвыборки из 536 АЯГ с $D < D_{\max}(L_{K,g})$ и $L_{K,g} > 0$. По всей видимости, при этом в среднем происходит некоторая недооценка звездных масс АЯГ.

Мы также сделали альтернативный расчет $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$, полностью пренебрегая вкладом активного ядра при расчете масс галактик, т.е. считая $L_{K,g} = L_K$. В таком варианте при расчете используется полная выборка из 653 АЯГ, но делается переоценка звездных масс галактик.

Наконец, был проведен расчет третьим способом, который является модификацией первого. А именно, для всех объектов, у которых $L_{K,g} \leq 0$, светимость галактики в K -полосе оценивалась как $L_{K,g}^* = 0.5L_K$ (в остальных случаях, как и раньше, $L_{K,g}^* = L_K - L_{K,AGN}$). В таком варианте итоговая выборка для расчета $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$ составила 556 объектов (у 97 оставшихся $D > D_{\max}(L_{K,g}^*)$).

Третий способ может считаться промежуточным между первым и вторым, которые, по всей видимости, дают крайние оценки $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$.

Погрешности величины $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$ в каждом заданном интервале значений M_* и λ_{Edd} рассчитывались как $\Delta_{tot} = \sqrt{\Delta_{stat}^2 + \Delta_{syst}^2}$. Статистическая погрешность Δ_{stat} оценивалась как $\sqrt{\sum 1/V_{max}^2}$, а систематическая (погрешность метода) Δ_{syst} — как разность между крайними оценками, полученными первым и вторым способами оценки вклада АЯГ, описанными выше. Итоговая ошибка величины $f(\lambda_{Edd}|M_*)$ вычислялась согласно определению

(10), как $\Delta f \approx \Delta n_{ml}/n_m + \Delta n_m \frac{n_{ml}}{n_m^2}$, т.е. погрешность функции звездной массы галактик $n_m(M_*)$ считалась пренебрежимо малой.

Оценка масс сверхмассивных черных дыр

Несмотря на то что используемая в настоящей работе выборка АЯГ из обзора Swift/ВАТ состоит из относительно близких объектов ($z < 0.15$) и достаточно хорошо изучена, оценки масс черных дыр в этих объектах характеризуются значительной неопределенностью. Чтобы оценить влияние этого фактора на результаты исследования, мы использовали два типа оценки M_{BH} для АЯГ выборки.

Во-первых, для всех АЯГ значения M_{BH} были оценены по известной корреляции массы СМЧД со светимостью звездного балджа в K -полосе $L_{K,b}$ (т.е., по сути, по корреляции с массой балджа, Корменди, Хо, 2013):

$$\frac{M_{BH}}{10^9 M_{\odot}} = 0.544 \left(\frac{L_{K,b}}{10^{11} L_{K,\odot}} \right)^{1.22}. \quad (12)$$

При этом светимость балджа оценивалась как $L_{K,b} = P_b L_{K,g}$, где P_b — доля балджа в полной массе звездного населения галактики. Последняя зависит от морфологического типа галактики. Следует иметь в виду также, что соотношение (12) получено для галактик с классическими балджами, а его применение в случае галактик с псевдобалджами может приводить к существенной ошибке при оценивании масс черных дыр (Корменди, Хо, 2013). Из-за недостатка информации о морфологии исследуемых объектов мы зафиксировали P_b на значении 0.25 для всех АЯГ из обзора Swift/ВАТ. Отметим, что для эллиптических галактик $P_b = 1$, для галактик S0–Sb $P_b \approx 0.25–0.2$, для галактик Sc $P_b \approx 0.08$ (см., например, Лорикайнен и др., 2007, 2010; Грэхам, Ворли, 2008). Далее оценки по формуле (12) называются “грубыми оценками”.

Во-вторых, мы использовали для АЯГ оценки M_{BH} , полученные более точными методами, из статей (Косс и др., 2017) и (Марчесини и др., 2019) (см. табл. 3). Такие оценки (далее “точные оценки”) существуют примерно для половины исследуемой выборки АЯГ, а именно, для 332 из 653 объектов. При наличии нескольких разных оценок M_{BH} мы

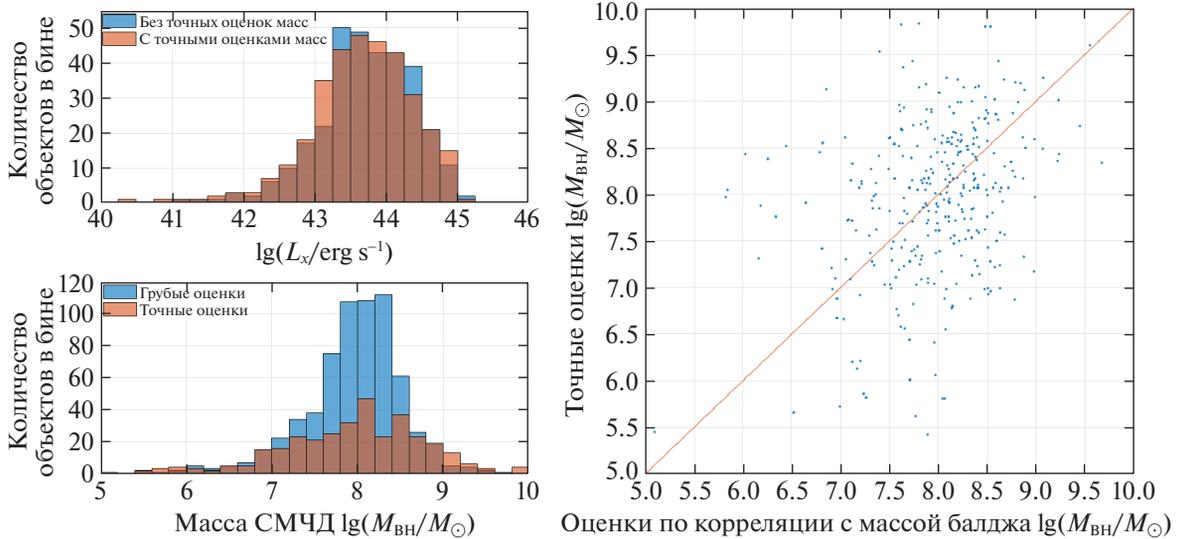


Рис. 7. Вверху слева: Распределение по жесткой рентгеновской светимости L_X АЯГ, для которых имеется только оценка массы СМЧД по светимости галактики в K -полосе (“грубая оценка”) (321 из 653 объектов), и тех, для которых имеются более точные оценки масс СМЧД (332 из 653 объектов). Ширина интервалов составляет 0.25 порядка величины. Внизу слева: Распределение по $M_{\text{ВН}}$ грубых оценок массы СМЧД для всех АЯГ выборки и более точных оценок для подвыборки из 332 объектов. Ширина интервалов составляет 0.2 порядка величины. Справа: Сравнение грубых и точных оценок $M_{\text{ВН}}$ для подвыборки из 332 АЯГ.

отдавали предпочтение тем, которые получены методом эхокартирования, и далее в порядке приоритета: оценкам по ширине и светимости широкой эмиссионной линии $\text{H}\alpha$, по ширине эмиссионной линии $\text{H}\beta$ и светимости в оптическом континууме, по корреляции массы СМЧД с дисперсией скоростей звезд в галактик.

На рис. 7 (наверху слева) показано распределение по жесткой рентгеновской светимости АЯГ, для которых имеются только грубые оценки масс СМЧД, и АЯГ, для которых имеются точные оценки. Как видим, доля АЯГ с точными оценками в исследуемой выборке практически не зависит от L_X . На том же рисунке (снизу слева) показано распределение грубых и точных оценок $M_{\text{ВН}}$. Видно, что второе распределение более широкое (если, например, ориентироваться на ширину распределения на его полувысоте), чем первое.

Существующая неопределенность в оценках масс СМЧД для выборки АЯГ лучше всего демонстрируется диаграммой, представленной справа на рис. 7, где напрямую сравниваются грубые и точные оценки $M_{\text{ВН}}$ для подвыборки из 332 АЯГ. Наблюдается большой разброс: среднеквадратичное отклонение между логарифмами грубых и точных оценок составляет 0.86 dex.

Чтобы учесть влияние неопределенности в оценках масс СМЧД в АЯГ на результаты нашего исследования, мы провели расчет $n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})$ тремя способами (в дополнение к описанным в предыдущем подразделе трем разным вариантам

учета активного ядра при вычислении массы звездного населения).

Первый вариант заключается в использовании грубых оценок $M_{\text{ВН}}$ для всей выборки АЯГ (653 объекта). Второй — в использовании только точных оценок для подвыборки из 332 объектов. Основанием для применимости такого подхода служит ранее отмеченное обстоятельство (рис. 7), что доля АЯГ исследуемой выборки, для которых имеются точные оценки масс СМЧД, практически не зависит от рентгеновской светимости, т.е. не наблюдается заметного эффекта селекции относительно этой характеристики. Однако в таком случае при вычислении n_{ml} требуется ввести коэффициент неполноты $\kappa = 653/332$:

$$n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}}) = \kappa \sum_i \frac{1}{V_{\text{max},i}}. \quad (13)$$

Суммирование в формуле (13) ведется по всем АЯГ в заданном интервале по M_* и $\log \lambda_{\text{Edd}}$. Соответственно статистические ошибки считаются как $\pm \sqrt{\kappa \sum 1/V_{\text{max},i}^2}$.

Третий способ (“смешанные оценки”) основан на использовании точных оценок $M_{\text{ВН}}$ для подвыборки из 332 АЯГ и грубых оценок для оставшегося 321 объекта выборки.

Что касается применимости метода $1/V_{\text{max}}$, то при первом способе оценки масс СМЧД в качестве V_{max} следует использовать объем, в котором могут

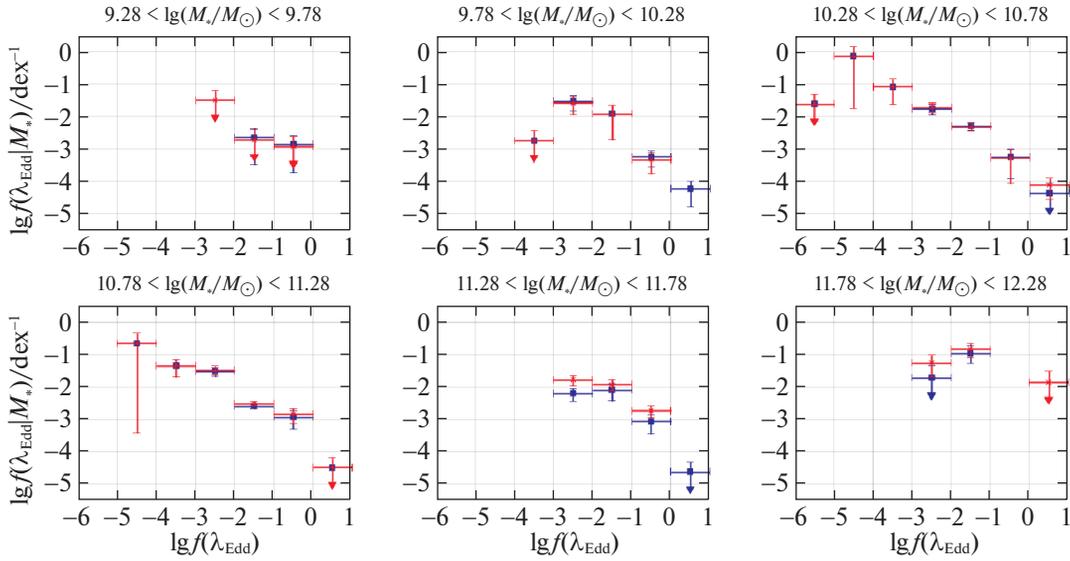


Рис. 8. Зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ для разных интервалов по массе звездного населения галактики M_* , рассчитанная методом $1/V_{\text{max}}$. Сравниваются результаты, полученные при использовании двух крайних способов учета активного ядра при вычислении M_* : первого (основанного на величине $L_{K,g}$, синие точки) и второго (основанного на L_K , красные точки). В обоих случаях использовались смешанные (грубые и точные) оценки масс СМЧД.

быть обнаружены все АЯГ с заданными значениями $L_{K,g}$ (либо, что полностью аналогично, $L_{K,g}^*$) и λ_{Edd} . А так как при грубой оценке массы СМЧД рентгеновская светимость L_X однозначно определяется через $L_{K,g}$ и λ_{Edd} , то это эквивалентно объему, в котором могут быть обнаружены все АЯГ с данными $L_{K,g}$ и L_X . Для второго способа просматриваемый объем для каждого АЯГ с точной M_{BH} можно полагать таким же, как и в первом способе, но (предполагая, что в этом объеме λ_{Edd} для АЯГ без точной M_{BH} распределены так же, как для объектов с точными оценками M_{BH} , опираясь на верхнюю левую гистограмму на рис. 7) считать, что в нем содержится в κ раз больше объектов. Третий способ предполагает брать просматриваемый объем таким же, как и в первом способе. Здесь поправку на неполноту делать не нужно, так как неполнота объектов с точными оценками в конкретном объеме компенсируется объектами с грубыми оценками.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 показаны результаты расчета зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ в шести интервалах по массе звездного населения галактик шириной 0.5 dex от $\log(M_*/M_\odot) = 9.28$ до 12.28 . Этот диапазон определяется границами диапазона значений светимости в K -полосе для АЯГ исследуемой выборки ($8.5 < \log(L_K/L_{K,\odot}) < 12.5$, см., например, рис. 1) и коэффициентом пересчета $L_{K,g}$ в M_* в формуле (6), только мы дополнительно ограничили диапазон

по светимости снизу на $\log(L_{K,g}/L_{K,\odot}) = 9.5$, так как ниже этого значения в нашей выборке есть только один АЯГ. Разными цветами на рисунке показаны зависимости, получающиеся при использовании двух крайних способов учета активного ядра при вычислении массы звездного населения галактик: первого (когда M_* оценивается по $L_{K,g}$) и второго (когда вместо $L_{K,g}$ используется полная светимость галактики L_K). При этом для расчета λ_{Edd} использовались смешанные оценки M_{BH} (третий способ).

В большинстве интервалов по $\log M_*$ отчетливо просматривается спадающий тренд $f(\lambda_{\text{Edd}})$, причем неопределенность, связанная с влиянием активного ядра на светимость галактик в K -полосе, не сильно влияет на вид зависимости.

На рис. 9 показаны аналогичные зависимости, полученные при использовании промежуточного метода учета активного ядра при вычислении массы звездного населения галактик (с использованием величины $L_{K,g}^*$) и трех разных способов оценивания масс СМЧД, а именно по грубым, точным и смешанным оценкам M_{BH} . Виден существенный разброс значений, связанный с неопределенностью оценок M_{BH} для исследуемой выборки АЯГ.

Учитывая спадающий характер зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$, мы попытались описать ее степенным законом с наклоном и нормировкой, не зависящими от массы звездного населения:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = A\lambda_{\text{Edd}}^\gamma. \quad (14)$$

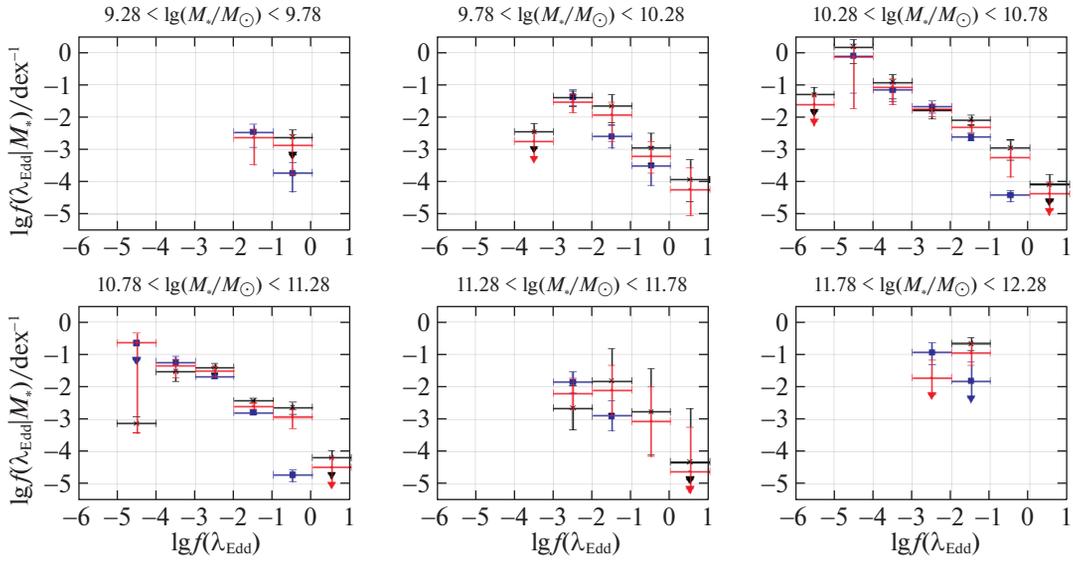


Рис. 9. То же, что на рис. 8, но для разных типов оценки масс СМЧД: грубых (синий), точных (черный) и смешанных (красный). Везде использовался промежуточный вариант учета активного ядра (с использованием величины $L_{K,g}^*$, см. текст) при вычислении масс звездного населения.

Аппроксимация осуществлялась с помощью критерия χ^2 по точкам, оцененным методом $1/V_{\max}$, с учетом соответствующих погрешностей. Расчет проводился с использованием промежуточного метода учета вклада активного ядра в ИК-светимость галактик и с учетом систематической неопределенности, связанной с этим (как было описано в подразделе “Учет неточности оценки звездных масс галактик с активными ядрами”).

Здесь и далее было решено использовать только ко диапазон $\log \lambda_{\text{Edd}} > -3$, так как при меньших значениях эддингтоновского отношения ожидается сглаживание степенного тренда, как, например, отмечено в работах Георгакакис и др. (2014), Эирд и др. (2018) для более ранней Вселенной, или даже некий завал. В полученных нами зависимостях (см. рис. 8 и 9) этот тренд тоже просматривается в интервалах по M_* , где есть точки с $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$, т.е. $10.28 < \log(M_*/M_\odot) < 10.78$ и $10.78 < \log(M_*/M_\odot) < 11.28$. Однако на основе имеющихся данных сложно сказать что-то более конкретное о характере зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ при $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$. Этот вопрос будет интересно исследовать в будущем на основе выборок АЯГ большего размера.

Аппроксимация проводилась отдельно для трех вариантов зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$: основанной на грубых, точных и смешанных оценках M_{BH} , причем в первом случае использовалось разбиение на интервалы по 0.5 dex по λ_{Edd} , а в двух остальных — по 1 dex. Результаты моделирования показаны на рис. 10 и рис. 11, а соответствующие значения параметров степенной зависимости приведены в табл. 4.

Как видно из таблицы и графиков, единая степенная модель хорошо описывает зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$, полученную на основе смешанных оценок M_{BH} , но значительно хуже — зависимости, рассчитанные на основе грубых либо точных оценок. При этом значительно варьируются и полученные значения параметров.

На следующем шаге мы попробовали добавить к степенной зависимости от λ_{Edd} экспоненциальный завал на больших λ_{Edd} , т.е. описать данные аналогом функции Шехтера:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = A \left(\frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right)^\gamma \exp \left(-\frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right), \quad (15)$$

а затем еще и степенную зависимость от массы звездного населения:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = B \left(\frac{M}{M'} \right)^\theta \left(\frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right)^\gamma \exp \left(-\frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right), \quad (16)$$

где $M' = 10^{11} M_\odot$. Результаты аппроксимации этими моделями показаны на тех же рис. 10 и 11, а соответствующие значения параметров приведены в табл. 5 и 6.

Для сравнения моделей был использован скорректированный критерий Акаике для распределения χ^2 :

$$AIC_c = 2k + \chi^2 + \frac{2k(k+1)}{n-k-1}, \quad (17)$$

где k — количество параметров модели, n — количество точек, а χ^2 — хи-квадрат модели. Чем меньше значение AIC_c , тем лучше модель. Полученные

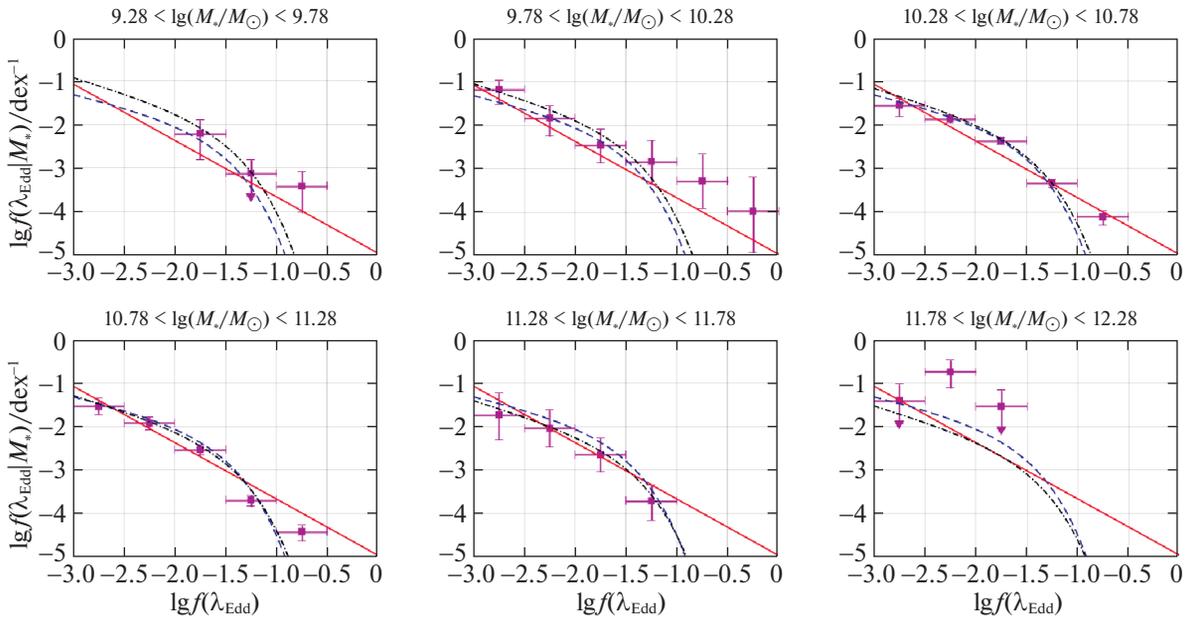


Рис. 10. Зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$, рассчитанная методом $1/V_{\text{max}}$ с использованием грубых оценок M_{BH} , и результат ее аппроксимации разными моделями: степенной зависимостью с единичными (не зависящими от M_*) параметрами (красная сплошная линия), функцией Шехтера по λ_{Edd} с единичными параметрами (синяя штриховая линия) и функцией Шехтера по λ_{Edd} при степенной зависимости нормировки от M_* (черная пунктирная линия).

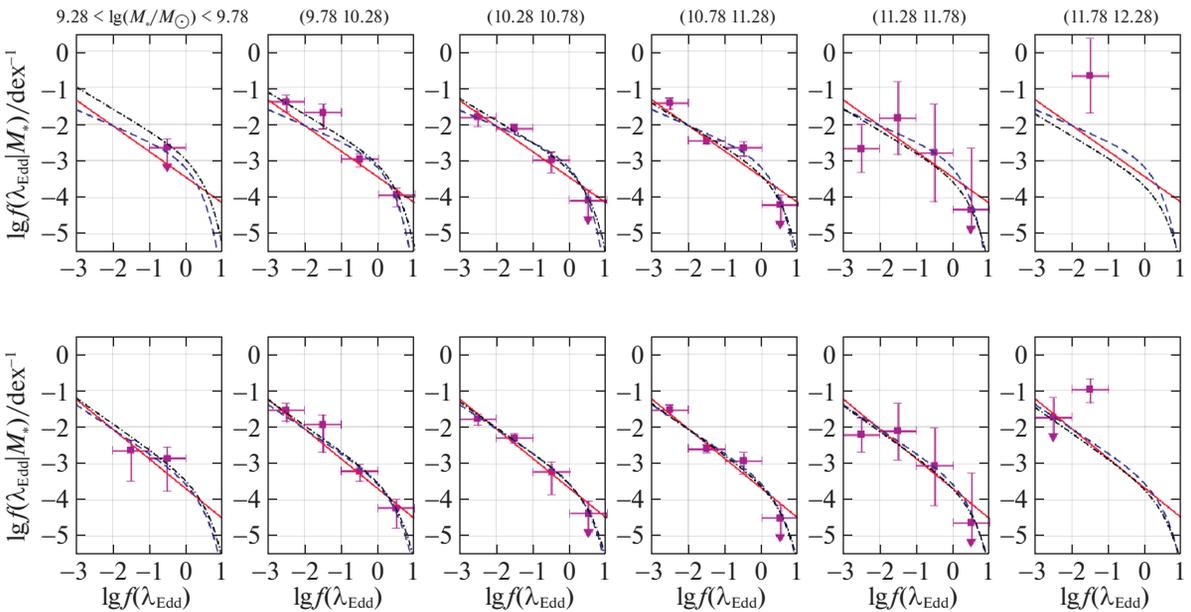


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но при использовании точных (верхний ряд графиков) и смешанных (нижний ряд графиков) оценок M_{BH} .

значения AIC_c для всех использованных моделей приведены в предпоследних строках табл. 4, 5 и 6.

Основываясь на этих значениях, можно заключить, что добавление экспоненциального завала к степенной зависимости от λ_{Edd} улучшает качество аппроксимации при использовании грубых оценок M_{BH} . Для точных оценок M_{BH} улучшение оказывается менее значительным, а для смешанных введение нового параметра не приводит к улучше-

нию. Добавление степенной зависимости от массы звездного населения галактики еще несколько улучшает качество аппроксимации в случае грубых оценок M_{BH} , но не приводит к улучшениям в случае точных и смешанных оценок M_{BH} .

Байесовский информационный критерий $BIC = k \ln n + \chi^2$ дает аналогичные результаты (нижние строки табл. 4, 5 и 6), за исключением незначительного улучшения аппроксимации для точных оценок

Таблица 4. Результаты аппроксимации зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ степенным законом по λ_{Edd} с не зависящими от M_* параметрами (формула (14)), для разных оценок масс СМЧД. Приведены наиболее вероятные значения параметров и (в скобках) 1σ -доверительные интервалы

Параметр аппроксимации	По грубым оценкам	По точным оценкам	По смешанным оценкам
Нормировка $\log(A/\text{dex}^{-1})$	-5.07 (-5.19, -4.95)	-3.55 (-3.66, -3.45)	-3.79 (-3.93, -3.68)
Наклон γ	-1.3 (-1.36, -1.24)	-0.71 (-0.77, -0.65)	-0.82 (-0.91, -0.76)
χ^2 в минимуме	35.78	28.1	15
Количество степеней свободы $n - k$	24	14	18
AIC_c	40.3	33.02	19.7
BIC	42.29	33.65	20.99

Таблица 5. Результаты аппроксимации зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ функцией Шехтера по λ_{Edd} с не зависящими от M_* параметрами (формула (15)), для разных оценок масс СМЧД

Параметры аппроксимации	По грубым оценкам	По точным оценкам	По смешанным оценкам
Нормировка $\log(A/\text{dex}^{-1})$	-2.13 (-2.35, -1.96)	-3.07 (-3.35, -2.85)	-3.72 (-4.28, -3.35)
Наклон γ	-0.56 (-0.72, -0.39)	-0.44 (-0.54, -0.33)	-0.67 (-0.79, -0.55)
$\log \lambda_{\text{Edd}}^*$	-1.68 (-1.77, -1.58)	0.16 (-0.04, 0.34)	0.35 (0.02, 0.8)
χ^2 в минимуме	17.3	18.65	12.34
Количество степеней свободы $n - k$	23	13	17
AIC_c	24.39	26.65	19.84
BIC	27.07	26.96	21.33

Таблица 6. Результаты аппроксимации зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ степенным законом по M_* и функцией Шехтера по λ_{Edd} (формула (16)), для разных оценок масс СМЧД

Параметры аппроксимации	По грубым оценкам	По точным оценкам	По смешанным оценкам
Нормировка $\log(B/\text{dex}^{-1})$	-2.34 (-2.82, -2.02)	-3.53 (-4.34, -2.36)	-3.89 (-5.36, -3.26)
Наклон θ	-0.24 (-0.38, -0.1)	-0.33 (-0.51, -0.08)	-0.1 (-0.26, 0.05)
Наклон γ	-0.7 (-0.95, -0.46)	-0.6 (-0.74, -0.45)	-0.71 (-0.88, -0.54)
$\log \lambda_{\text{Edd}}^*$	-1.61 (-1.76, -0.37)	0.35 (-0.2, 1.04)	0.43 (-0.16, 1.8)
χ^2 в минимуме	11.17	15.15	11.37
Количество степеней свободы $n - k$	22	12	16
AIC_c	21.08	26.78	22.04
BIC	24.2	26.24	23.36

масс $M_{\text{ВН}}$ при введении степенной зависимости от M_* .

Также можно обратить внимание на значительные погрешности у параметров γ и λ_{Edd}^* при аппроксимации зависимостей $f(\lambda_{\text{Edd}})$ функцией Шехтера, особенно в случае модели (16). Наклон θ для этой модели, примененной к смешанным оценкам $M_{\text{ВН}}$, согласуется с нулем; для других выборок (грубых и точных оценок $M_{\text{ВН}}$) зависимость от массы звездного населения также слабая.

Суммируя полученные результаты, можно отметить, что добавление экспоненциального завала к степенной зависимости от λ_{Edd} приводит к значительному улучшению качества аппроксимации только при использовании грубых оценок $M_{\text{ВН}}$, причем в таком случае наклон зависимости (ниже завала) хорошо согласуется с наклоном зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ в случае точных либо смешанных оценок $M_{\text{ВН}}$ (для всех моделей). Таким образом, наклон зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ можно считать надежно измеренным в интервале $\log \lambda_{\text{Edd}}$ от -3 до -1.5 : $\gamma = -0.7 \pm 0.15$. В то же время положение завала при $\lambda_{\text{Edd}} \sim 1$ (в районе критического темпа аккреции) пока нельзя считать достоверно найденным из-за наличия значительных систематических неопределенностей (в основном связанных с оценкой масс СМЧД).

Измеренный в данной работе наклон зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ для местного объема Вселенной согласуется, с учетом погрешностей, с оценкой, полученной ранее в работе (Эирд и др., 2012) для Вселенной на $0.2 < z < 1$: $\gamma = -0.65 \pm 0.04$. Кроме того, полученное здесь значение нормировки степенной зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}) \log A = -3.79$ ($-3.93, -3.68$) dex тоже согласуется с нормировкой из упомянутой работы $\log A_{z=0} = -3.86 \pm 0.1$ dex, если учесть поправку на эволюцию по приведенной в той же статье формуле $A_z = A_{z=0.6} ((1+z)/(1+0.6))^{3.47 \pm 0.5}$, где $\log A_{z=0.6} = -3.15 \pm 0.08$ dex.

Среднее время роста и цикл активности СМЧД в современную эпоху

Полученная зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ характеризует распределение текущих темпов аккреции вещества на сверхмассивные черные дыры в местном объеме Вселенной ($z < 0.15$), по сути являясь мгновенным “снимком” процесса аккреции на черные дыры в ядрах галактик. На основе этой зависимости можно сделать вывод относительно среднего темпа роста СМЧД в современную эпоху. Действительно, хотя истории роста разных черных дыр могли сильно отличаться друг от друга, в качестве первого приближения можно считать, что распределение мгновенных темпов аккреции (λ_{Edd}) данной

конкретной черной дыры на большом интервале времени (порядка 1–2 млрд лет, т.е. исследуемого в данной работе промежутка времени между эпохами $z = 0.15$ и $z = 0$) примерно соответствует современному распределению $f(\lambda_{\text{Edd}})$ для населения СМЧД в целом.

Определим характерное время роста черной дыры τ как

$$\int_0^\tau \frac{\dot{M}_{\text{ВН}}}{M_{\text{ВН}}} dt = 1, \quad (18)$$

где

$$\frac{\dot{M}_{\text{ВН}}}{M_{\text{ВН}}} = \frac{L_{\text{bol}}}{\eta c^2 M_{\text{ВН}}} = 7.3 \times 10^{-16} \lambda_{\text{Edd}} \quad (19)$$

(c^{-1}), $\eta = 0.1$ — предполагаемая энергетическая эффективность аккреции на СМЧД, c — скорость света в вакууме. Здесь использовались соотношения (7) и (8).

Введя определение среднего темпа аккреции в единицах эддингтоновского отношения

$$\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle \equiv \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \lambda_{\text{Edd}} dt, \quad (20)$$

получаем

$$\tau = 4.4 \times 10^7 \langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle^{-1} \quad (21)$$

(лет), где вместо усреднения по времени может использоваться (в соответствии со сделанным выше предположением) усреднение по современному населению СМЧД:

$$\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda_{\text{Edd}}) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}. \quad (22)$$

Мы рассчитали величину τ по дискретным зависимостям $f(\lambda_{\text{Edd}})$, представленным на рис. 9, в отдельных интервалах массы звездного населения галактик, используя, как и раньше, разные типы оценок масс СМЧД (грубые, точные и смешанные). Величина $\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle$ вычислялась суммированием по интервалам $\lambda_{\text{Edd},i} d \log \lambda_{\text{Edd}}$, а соответствующие оценки сверху и снизу считались как $\sum_i (f(\lambda_{\text{Edd},i}) + \Delta f_i) \lambda_{\text{Edd},i} d \log \lambda_{\text{Edd}}$ и $\sum_i (f(\lambda_{\text{Edd},i}) - \Delta f_i) \lambda_{\text{Edd},i} d \log \lambda_{\text{Edd}}$, где Δf_i — полная ошибка в интервале, включающая в себя статистическую и систематическую (связанную с учетом вклада активного ядра в ИК-светимость галактики).

Результаты расчета представлены на рис. 12 вверху. Как видим, в пределах погрешностей характерное время роста СМЧД не зависит от массы звездного населения галактик и как минимум в несколько раз, а может быть и на порядок (в зависимости от того, какой тип оценок $M_{\text{ВН}}$ используется), превышает время жизни Вселенной.

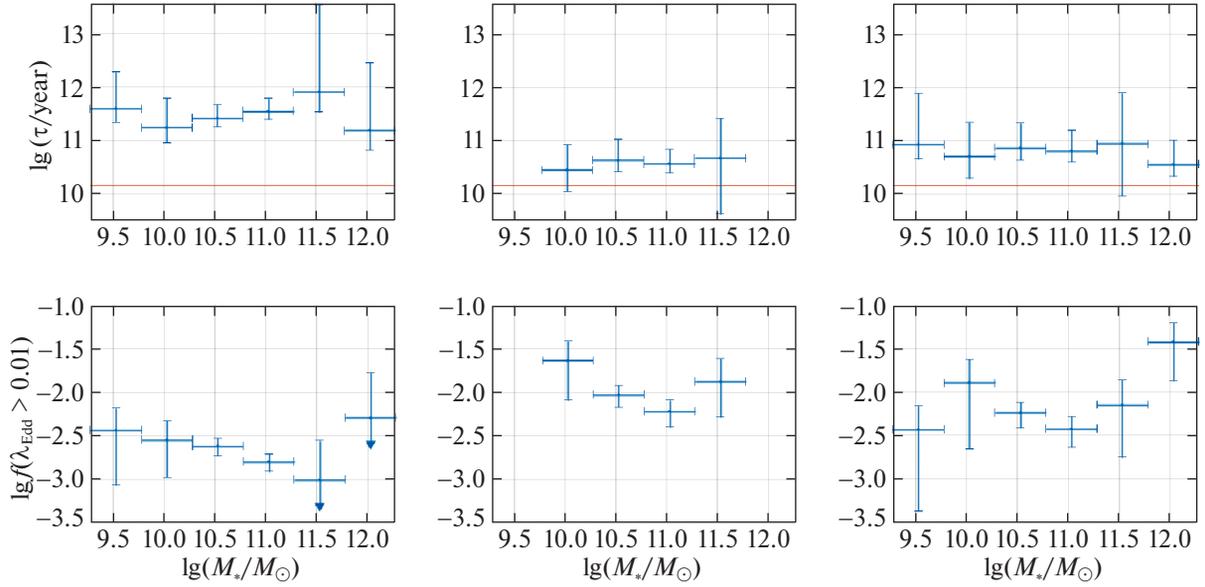


Рис. 12. Вверху: Характерное время роста СМЧД в современную эпоху в зависимости от массы звездного населения галактик, при использовании в расчете грубых (слева), точных (в центре) и смешанных (справа) оценок масс СМЧД, предполагая, что энергетическая эффективность аккреции составляет $\eta = 0.1$ (при другом значении η это время изменится пропорционально). Горизонтальная красная линия соответствует хаббловскому времени $t_H = 13.7$ млрд лет. Внизу: Цикл активности в современную эпоху в зависимости от M_* , при использовании в расчете грубых (слева), точных (в центре) и смешанных (справа) оценок масс СМЧД. При η , отличном от 0.1, цикл активности изменится обратно пропорционально η .

Далее были произведены расчеты τ по аналитической модели $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$. Здесь нахождение $\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle$ сталкивается с проблемой при интегрировании по $\log \lambda_{\text{Edd}}$ в бесконечных пределах, как этого требует процедура усреднения (22). При интегрировании до $+\infty$ проблему расходимости степенной зависимости решает экспоненциальный завал, который в случае грубых оценок находится в интервале $\log \lambda_{\text{Edd}}^* \in (-1.77, -1.58)$, а для точных и смешанных — $\log \lambda_{\text{Edd}}^* \in (0, 1)$. Существование завала на $\log \lambda_{\text{Edd}}^* \in (0, 1)$ подтверждается и работами по более ранней Вселенной (см., например, Эирд и др., 2018). При приближении к $-\infty$ поведение $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ неизвестно, но рис. 9 показывает, что эта зависимость выходит на плато или в крайнем случае имеет значительно меньший наклон при $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$. Из этого можно заключить, что значение интеграла $\int_{-\infty}^{+\infty} f_{\text{true}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}$ лежит между $\int_{-3}^{+\infty} f_{\text{model}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}$ и $\int_{-\infty}^{+\infty} f_{\text{model}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}$, где $f_{\text{true}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ обозначает истинное распределение $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$, а $f_{\text{model}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ аналитическую модель на основе ограниченных по λ_{Edd} данных. Неопределенность в $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ при малых λ_{Edd} оказывает значительное влияние на оценки τ по аналитической модели, однако связанная с этим погрешность не превышает полпорядка величины. Неопределенности в параметрах модели для

$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ вносят дополнительный весомый вклад в погрешность оценки τ .

Если взять за основу аналитическую модель (15) с параметрами из табл. 5, то получим следующие результаты. Для грубых оценок $M_{\text{ВН}} \tau = 3.3 (2.7, 4.8) \times 10^{11}$ лет, для точных — $\tau = 5.2 (4.4, 6.4) \times 10^{10}$ лет, для смешанных — $\tau = 0.9 (0.7, 1.1) \times 10^{11}$ лет. Таким образом, при использовании степенной модели с экспоненциальным завалом на больших λ_{Edd} получающиеся результаты хорошо согласуются с теми, которые были получены выше (рис. 12 вверху) интегрированием дискретной функции $f(\lambda_{\text{Edd}})$.

Наконец необходимо отметить, что все приведенные выше значения τ были получены в предположении, что энергетическая эффективность аккреции составляет 10%, что соответствует стандартной аккреции на медленно вращающуюся черную дыру (Шакура, Сюняев, 1973). При другом значении параметра η характерное время роста СМЧД изменится пропорционально.

Далее можно рассчитать, аналогично статье (Эирд и др., 2018), “цикл активности” СМЧД:

$$f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01|M_*) = \int_{-2}^{+\infty} f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) d \log \lambda_{\text{Edd}}, \quad (23)$$

т.е. долю галактик в современную эпоху, в которых СМЧД аккрецируют вещество с темпом как минимум в 1% от критического (предполагая, что аккреция происходит посредством стандартного диска).

Мы оценили $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$, используя дискретные зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ в отдельных интервалах по M_* . Результаты, полученные для разных типов оценок M_{BH} , показаны на рис. 12. Мы видим, что цикл активности оказывается $\sim 0.2\text{--}1\%$ и не зависит, в пределах погрешностей, от массы звездного населения галактик.

Мы дополнительно оценили цикл активности $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$ на основе аналитических моделей (15). В результате для грубых оценок M_{BH} $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01) = 0.2$ (0.18, 0.23)%, для точных — $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01) = 0.61$ (0.53, 0.71)%, для смешанных — $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01) = 0.44$ (0.37, 0.5)%. Эти результаты хорошо согласуются с оценками $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01|M_*)$ на основе дискретных зависимостей $f(\lambda_{\text{Edd}})$.

В работе Эирд и др. (2018) был сделан вывод, что $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$ растет с увеличением M_* для галактик с активным звездообразованием на $z \gtrsim 0.5$. При этом такой зависимости не было обнаружено для галактик с низким темпом звездообразования (на тех же красных смещениях), за исключением уменьшения $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$ при $11 < \log(M_*/M_\odot) < 11.5$. В диапазоне красных смещений $z < 0.5$ погрешности измерений в работе Эирд и др. (2018) не позволяют сделать вывод о зависимости цикла активности от M_* , однако из рис. 6 видно, что при малых z для всех представленных M_* $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$ сходится к величине 0.5–1%, что хорошо согласуется с нашими результатами. Таким образом, зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01|M_*)$ могла испытать заметную эволюцию за последние несколько миллиардов лет.

Отметим, что при отличии энергетической эффективности аккреции η от 10%, все приведенные выше оценки цикла активности СМЧД изменятся обратно пропорционально η .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было изучено распределение темпов аккреции в АЯГ местного объема Вселенной ($z < 0.15$) на основе однородных (вне плоскости Галактики) обзоров неба в близком ИК (2MASS) и жестком рентгеновском (Swift/BAT) диапазонах энергий. Использование достаточно точных оценок масс СМЧД позволило лучше оценить эддингтоновское отношение λ_{Edd} примерно для половины объектов выборки АЯГ, для остальных объектов использовалась менее точная оценка по корреляции M_{BH} с массой звездного населения

галактики M_* . В результате для широкого диапазона масс галактик $9.28 < \log(M_*/M_\odot) < 12.28$, включающего самые массивные галактики в местной Вселенной, были получены следующие результаты:

1. Распределение $f(\lambda_{\text{Edd}})$ выше $\log \lambda_{\text{Edd}} = -3$ описывается степенным законом с независящими от M_* параметрами и спадает с характерным наклоном ≈ -0.7 вплоть до эддингтоновского предела ($\log \lambda_{\text{Edd}} \sim 0$), где есть указание на завал.
2. Получено указание на то, что при $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$ зависимость $f(\lambda_{\text{Edd}})$ имеет меньший наклон или выходит на плато.
3. Сделана оценка характерного времени роста СМЧД в современную эпоху. Оказалось, что оно не зависит (в пределах погрешностей) от массы звездного населения галактик и превышает время жизни Вселенной, но не более чем на порядок величины.
4. Сделана оценка среднего цикла активности СМЧД (доли объектов с $\lambda_{\text{Edd}} > 0.01$) в современную эпоху. Оказалось, что он тоже не зависит (в пределах погрешностей) от M_* и составляет 0.2–1%.

В целом эти результаты, полученные для современной эпохи, подтверждают тенденции, отмеченные в предыдущих работах для более ранней Вселенной, уточняя параметры зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ на $z < 0.15$. По всей видимости, выявленный универсальный (слабо зависящий от массы звездного населения галактики) характер зависимости $f(\lambda_{\text{Edd}})$ связан с тем, что основной рост СМЧД пришелся на ранние эпохи в жизни Вселенной, а в настоящее время эпизоды аккреции вещества на СМЧД в основном связаны со стохастическими процессами в ядрах галактик, а не с глобальными процессами эволюции галактик.

Исследование поддержано грантом 19-12-00396 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айелло и др. (M. Ajello, D.M. Alexander, J. Greiner, et al.), *Astrophys. J.* **749**, 21 (2012).
2. Билики и др. (M. Bilicki, T.H. Jarrett, J.A. Peacock, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **210**, 9 (2013).
3. Бонджорно и др. (A. Bongiorno, A. Merloni, M. Brusa, et al.), *MNRAS* **427**(4), 3103 (2012).
4. Бонджорно и др. (A. Bongiorno, A. Schulze, A. Merloni, et al.), *Astron Astrophys.* **588**, A78 (2016).

5. Боннэ и др. (N.J. Bonne, M.J. Brown, H. Jones, and K.A. Pimbblet), *Astrophys. J.* **799**, 160 (2015).
6. Бэлл и др. (E.F. Bell, D.H. McIntosh, N. Katz, and M.D. Weinberg), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **799** 289 (2003).
7. Виллмер (C.N.A. Willmer), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236** 47 (2018).
8. Георгакакис и др. (A. Georgakakis, P.G. Pérez-González, N. Fanidakis, et al.), *MNRAS* **440(1)**, 339 (2014).
9. Георгакакис и др. (A. Georgakakis, J. Aird, A. Schulze, et al.), *MNRAS* **471(2)**, 1976 (2017).
10. Грэхам, Ворли (A.W. Graham and C.C. Worley), *MNRAS* **388**, 1708 (2008).
11. Диматтэо и др. (T. Di Matteo, V. Springel, and L. Hernquist), *Astron. J.* **433(7026)**, 604 (2005).
12. Джарретт и др. (T.H. Jarrett, T. Chester, R. Curti, et al.), *Astron. J.* **125**, 525 (2003).
13. Джарретт (T. Jarrett), *Publ. Astron. Soc. Aust* **21**, 396 (2004).
14. Джонс и др. (M.L. Jones, R.C. Hickox, C.S. Black, et al.), *Astrophys. J.* **826(1)**, 12 (2016).
15. Кауфманн, Хекман (G. Kauffmann and T.M. Heckman), *MNRAS* **397(1)**, 135 (2009).
16. Кинг, Паундс (A. King and K. Pounds), *ARAA* **53**, 115 (2015).
17. Корменди, Хо (J. Kormendy and L.C. Ho), *ARAA* **51**, 511 (2013).
18. Косс и др. (M. Koss, B. Trakhtenbrot, C. Ricci, et al.), *Astrophys. J.* **850**, 74 (2017).
19. Кутри и др. (R.M. Cutri, M.F. Skrutskie, S. Van Dyk, et al.), *Astrophys. Sp. Sci.* **364**, 1 (2003).
20. Лорикайнен и др. (E. Laurikainen, H. Salo, R. Buta, and J.H. Knapen), *MNRAS* **381**, 401 (2007).
21. Лорикайнен и др. (E. Laurikainen, H. Salo, R. Buta, et al.), *MNRAS* **405**, 1089 (2010).
22. Магорриан и др. (J. Magorrian, S. Tremaine, D. Richstone, et al.), *Astron. J.* **115**, 2285 (1998).
23. Мадау и др. (P. Madau and M. Dickinson), *ARAA* **52**, 415 (2014).
24. Макгаух, Шомберт (S.S. McGaugh and J.M. Schombert), *Astron. J.* **148**, 77 (2014).
25. Мализия и др. (A. Malizia, S. Sazonov, L. Bassani, et al.), *New Astron.* (2020).
26. Мартинссон и др. (T.P. Martinsson, M.A. Verheijen, K.B. Westfall, et al.), *Astron Astrophys.* **557**, A131 (2013).
27. Марчесини и др. (E.J. Marchesini, N. Masetti, E. Palazzi, et al.), *Astrophys. Sp. Sci.* **364**, 1 (2019).
28. Мэрлони, Хайнц (A. Merloni and S. Heinz), *MNRAS* **388(3)**, 1011 (2008).
29. Мюррэй и др. (S.S. Murray, A. Kenter, W.R. Forman, et al.), *Astrophys. Sp. Sci.* **161**, 1 (2005).
30. Нааб, Острикер (T. Naab and J.P. Ostriker), *ARAA* **55**, 59 (2017).
31. Ох и др. (K. Oh, M. Koss, C.B. Markwardt, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235**, 4 (2018).
32. Сазонов и др. (S. Sazonov, J.P. Ostriker, L. Ciotti, and R.A. Sunyaev), *MNRAS* 358(1) **168**, (2005).
33. Сазонов и др. (S. Sazonov, S.P. Willner, A.D. Goulding, et al.), *Astrophys. J.* **757**, 181 (2012).
34. Сиотти, Острикер (L. Ciotti and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **551(1)**, 131 (2001).
35. Скруцки и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
36. Тремэйн и др. (S. Tremaine, K. Gebhardt, R. Bender, et al.), *Astrophys. J.* **574(2)**, 740 (2002).
37. Туллер и др. (J. Tueller, R.F. Mushotzky, S. Barthelmy, et al.), *Astrophys. J.* **681**, 113 (2008).
38. Тулли и др. (R.B. Tully, H.M. Courtois, and J.G. Sorce), *Astron. J.* **152**, 50 (2016).
39. Уеда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, G. Hasinger, and M.G. Watson), *Astrophys. J.* **786(2)**, 104 (2014).
40. Фэйбиан (A.C. Fabian), *ARAA* 50 455 2012.
41. Хорунжев и др. (G.A. Khorunzhev, S.Y. Sazonov, R.A. Burenin, and A.Y. Tkachenko), *Astron. Lett.* **38**, 475 (2012).
42. Хухра и др. (J.P. Huchra, L.M. Macri, K.L. Masters, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 26 (2012).
43. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron Astrophys.* **24**, 337 (1973).
44. Шанкар и др. (F. Shankar, D.H. Weinberg, and J. Miralda-Escude), *Astrophys. J.* **690(1)**, 20 (2009).
45. Эйрд и др. (J. Aird, A.L. Coil, J. Moustakas, et al.), *Astrophys. J.* **746**, 90 (2012).
46. Эйрд и др. (J. Aird, A.L. Coil, A. Georgakakis, et al.), *MNRAS* **451(2)**, 1892 (2015).
47. Эйрд и др. (J. Aird, A.L. Coil, and A. Georgakakis), *Astrophys. J.* **474(1)**, 1225 (2018).

ОЦЕНКА РАДИАЛЬНОЙ И ВЕРТИКАЛЬНОЙ ШКАЛ ТОНКОГО ДИСКА ГАЛАКТИКИ ПО ЦЕФЕИДАМ

© 2021 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

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

Поступила в редакцию 22.05.2021 г.

После доработки 22.06.2021 г.; принята к публикации 28.06.2021 г.

Использованы современные данные о 2214 классических цефеидах. Применена модель экспоненциального распределения плотности материи в тонком диске Галактики. Получены новые оценки радиальной шкалы диска h_R , расстояния Солнца от плоскости симметрии z_\odot и вертикальной шкалы диска h_z . По выборке из 1087 цефеид моложе 120 млн лет было найдено $h_R = 2.30 \pm 0.09$ кпк и $h_R = 1.96 \pm 0.12$ кпк по 1127 цефеидам старше 120 млн лет. Оказалось, что по их общему радиальному распределению однозначную оценку h_R получить невозможно. Однако было построено радиальное распределение 806 цефеид разного возраста на момент их рождения, по которому мы нашли $h_R = 2.36 \pm 0.24$ кпк. Показано, что значение h_z сильно зависит от возраста звезд. Так, по 705 цефеидам моложе 120 млн лет с гелиоцентрическими расстояниями $r < 6$ кпк найдены $z_\odot = -17 \pm 4$ пк и $h_z = 75 \pm 5$ пк. По 393 цефеидам старше 120 млн лет, при $r < 6$ кпк, найдены $z_\odot = -39 \pm 11$ пк и $h_z = 131 \pm 10$ пк.

Ключевые слова: цефеиды, тонкий диск, радиальная шкала диска Галактики, вертикальная шкала диска, структура Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010821070032

ВВЕДЕНИЕ

Пространственная, кинематическая и элементная структуры звездного диска Млечного Пути сложны. Пока не вполне ясно, в какой мере эволюция диска обязана внутренними причинами, а в какой мере спутниковой аккрецией или другим внешним факторам нагрева.

Знание конкретных характеристик распределения материи в галактическом диске важно для построения адекватной модели Галактики. В настоящее время наиболее детализированными являются такие модели Галактики, как Безансонская (Робин, Крезе, 1986; Робин и др., 2003) или TRILEGAL (TRIdimensional model of the GALaxy, Жирарди и др., 2005¹), в которых отражены различные характеристики балджа, тонкого и толстого дисков, межзвездной материи, а также звездного гало и гало темной материи.

Известны различные модельные зависимости для описания распределения плотности в диске Галактики: модель экспоненциального распределения плотности (см., например, Ойха, 2001; Йоши,

2007; Бови и др., 2016), модель самогравитирующего изотермального диска (Конти, Вакка, 1990), гауссова модель (см., например, Маис-Апельянис, 2001; Элиас и др., 2006). Применяются и другие подходы (Рослоу, Кравтер, 2015). Эти зависимости используются для описания распределения материи как в радиальном, так и вертикальном направлениях.

В настоящей работе нас интересуют свойства тонкого диска Галактики. Наиболее просто определяются характеристики вертикального распределения материи, такие как среднее z_\odot и вертикальная шкала h_z . Их значения можно найти непосредственно из анализа гистограммы распределения объектов в зависимости от координаты z , т.е. из анализа гистограммы вида $N - z$ (где N — количество звезд). Для этой цели могут быть использованы объекты из околосолнечной окрестности даже относительно небольшого размера. Так, например, в работе Пискунова и др. (2006) значения этих величин были найдены по данным о рассеянных звездных скоплениях (РЗС), отобранных при условии их полноты из околосолнечной окрестности радиусом 0.85 кпк. Оценкам значений z_\odot и h_z с использованием различных объектов галактического диска посвящены работы Элиаса и

* Электронный адрес: vbobylev@gao.spb.ru

¹ <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/trilegal/>

др. (2006), Бобылева, Байковой (2016а,б), Сковрон и др. (2019).

Значение радиальной шкалы h_R определить сложнее. Для построения гистограммы распределения объектов в зависимости от галактоцентрического расстояния R требуются их высокоточные (с ошибками менее 10–15%) гелиоцентрические расстояния. Массовых расстояний до звезд требуемой точности до недавнего времени просто не было. Поэтому для оценки значения радиальной шкалы диска h_R использовались фотометрические оценки гелиоцентрических расстояний (с ошибками 20–25%), а также более сложные методы, основанные на извлечении информации из звездных подсчетов в различных от Солнца направлениях. Такие методы применялись в работах Ойха (2001), Рейла, Робин (2001), Жирарди и др. (2005), Бенджамина и др. (2005), Бови и др. (2016).

Однако недавно появилась уникальная работа Сковрон и др. (2019), в которой определены высокоточные (с ошибками около 5%) гелиоцентрические расстояния до 2431 классической цефеиды на основе соотношения период–светимость. Эти цефеиды распределены в широкой области Галактики $3 < R < 25$ кпк. Поэтому в настоящей работе для оценки значения радиальной шкалы h_R мы предполагаем применить к этим объектам прямой метод, основанный на анализе гистограммы вида $N - R$.

Таким образом, целью настоящей работы является переопределение значений радиальной и параметров вертикальной шкалы тонкого диска Галактики. Для этого используются данные о классических цефеидах из работы Сковрон и др. (2019). Применяется модель экспоненциального распределения плотности материи как в радиальном, так и в вертикальном направлениях.

МЕТОДЫ

В случае экспоненциального распределения плотности материи в радиальном направлении (вдоль расстояния звезды от центра Галактики R), наблюдаемая гистограмма распределения объектов описывается выражением следующего вида:

$$N(R) = N_R \exp\left(-\frac{R}{h_R}\right), \quad (1)$$

где N_R — нормировочный коэффициент. В вертикальном направлении (вдоль координатной оси z) аналогичное выражение имеет похожий вид

$$N(z) = N_z \exp\left(-\frac{|z - z_\odot|}{h_z}\right), \quad (2)$$

где среднее значение z_\odot отражает факт возвышения Солнца над плоскостью Галактики, N_z — соответствующий нормировочный коэффициент.

В настоящей работе параметры h_R и N_R , а также h_z , z_\odot и N_z оцениваем методом наименьших квадратов. Для этого удобно прологарифмировать правые и левые части уравнений (1) и (2), тогда уравнения приобретают линейный вид.

В табл. 1 приведены индивидуальные оценки значений радиальной шкалы тонкого и толстого диска Галактики, полученные различными авторами за последние 20 лет с использованием различных звездных каталогов. Довольно большой обзор более ранних оценок этих величин можно найти в работе Ойха (2001). Отметим, что все указанные в таблице значения h_R были получены в предположении об экспоненциальном радиальном падении звездной плотности в соответствии с соотношением (1).

Чем больше значение параметра h в выражениях (1) и (2), тем медленнее спадает плотность вещества — тем протяженнее структура. Значения h_R , собранные в табл. 1, соответствуют так называемой короткой шкале диска, длинной шкале соответствуют значения, превышающие 4 кпк. Примерами служат значения $h_R = 4.1 \pm 0.4$ кпк, найденная де Жонгом и др. (2010) для толстого диска, или значение $h_R = 5.5 \pm 1$ кпк, найденная Круитом (1986).

Обычно галактический диск разделяют на тонкий и толстый. Предполагается, что они имеют различные кинематические и эволюционные свойства, хотя такое разделение часто является достаточно формальным. Некоторые авторы и вовсе оспаривают необходимость разделения диска на тонкий и толстый, считая, что диск гораздо сложнее и состоит из смеси нескольких субпопуляций МАР (Mono Abundance Population), однородных по химсоставу (Бови и др., 2012, 2016; Рикс, Бови, 2013). Тем не менее во втором столбце табл. 1 указан вид диска, к которому цитируемые авторы сами относят свою оценку h_R .

Так, Ойха (2001) нашел значения h_R с использованием данных о звездах из инфракрасного обзора 2MASS (Two Micron All Sky Survey, Скрутски и др., 2006). Звездные подсчеты выполнялись на семи площадках, расположенных в различных частях неба. Объектами подсчетов были в основном звезды спектральных классов G, K и M. Проводилось разделение звезд на члены тонкого и толстого дисков по показателю цвета $J - K_s$.

Женг и др. (2001) использовали данные о 1400 карликах спектрального класса M, которые наблюдались на телескопе им. Хаббла более чем на 300 площадках неба. Для выполнения звездных подсчетов Рейл, Робин (2001) использовали данные из различных каталогов. В работе Робин и др. (2003) описаны результаты определения h_R , полученные из анализа данных инфракрасного обзора DENIS (The DEep Near-Infrared southern sky

Таблица 1. Результаты определения радиальной шкалы диска Галактики h_R

$h_R \pm \varepsilon_{h_R}$, кпк	Диск	Комментарии	Ссылки
2.8 ± 0.3	тонкий	зв. подсчеты по данным 2MASS	[1]
$3.7^{+0.8}_{-0.5}$	толстый	зв. подсчеты по данным 2MASS	[1]
2.75 ± 0.16	тонкий	1400 М-карликов	[2]
2.50 ± 0.50	толстый	зв. подсчеты	[3]
2.80 ± 0.25	тонкий	диск в модели TRILEGAL	[4]
2.53 ± 0.11		диск в центре Галактики	[5]
3.9 ± 0.6		зв. подсчеты по данным GLIMPSE	[6]
2.2 ± 0.2		зв. подсчеты по данным APOGEE	[7]
2.67 ± 0.09	толстый	зв. подсчеты по данным DES	[8]
2.30 ± 0.09	тонкий	1087 цефеид, $\bar{t} \sim 82$ млн лет	настоящая работа
1.96 ± 0.12	тонкий	1127 цефеид, $\bar{t} \sim 200$ млн лет	настоящая работа

Примечание. [1] — Ойха (2001), [2] — Женг и др. (2001), [3] — Рейл, Робин (2001), [4] — Гроеневерген и др. (2002), [5] — Робин и др. (2003), [6] — Бенджамин и др. (2005), [7] — Бови и др. (2016), [8] — Перес и др. (2020).

Survey, Эпштейн и др., 1997), которые они относят к центральной части Галактики. Для оценки радиальной шкалы тонкого диска Гроеневерген и др. (2002) отобрали из обзора ESO (ESO Imaging Survey, Гроеневерген и др., 2002) звезды при следующих ограничениях: $1.3^m < B - V < 2^m$, $20^m < < B < 22^m$, $1.8^m < V - I < 4^m$ и $18^m < I < 20^m$.

В работе Бенджамин и др. (2005) использовались данные из каталога GLIMPSE (Galactic Legacy Mid-Plane Survey Extraordinaire, Бенджамин и др., 2003) для оценки параметров центрального галактического бара и радиальной шкалы диска. Наблюдения выполнены с борта космического телескопа SPITZER (Вернер и др., 2004) в четырех фотометрических полосах 3.6, 4.5, 5.8 и 8.0 мкм. По мнению этих авторов, большинство отобранных звезд являются гигантами спектрального класса М и К. В работе Бови и др. (2016) были использованы гиганты красного сгущения из инфракрасного спектроскопического обзора APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment, Эйзенштейн и др., 2011).

Перес и др. (2020) использовали данные из широкопольного фотометрического обзора DES (Dark Energy Survey, Абботт и др., 2005; 2018) в полосах *griz*. Модель Галактики TRILEGAL была взята за образец. Основной целью этих авторов было определение параметров толстого диска и звездного гало, поэтому h_R , z_\odot и h_z , относящиеся к тонкому диску, были зафиксированы с принятыми в TRILEGAL значениями.

В табл. 2 приведены индивидуальные оценки параметров вертикального экспоненциального распределения z_\odot и h_z , найденные различными авторами по молодым объектам тонкого диска.

В работе Бобылева, Байковой (2016а) получены оценки z_\odot и h_z с использованием данных о зонах НИ, ОВ-ассоциациях, звездах Вольфа–Райе, классических цефеидах и мазерных источниках с измеренными тригонометрическими параллаксами. Было показано, что распределение мазеров сильно искажено влиянием Местного рукава.

В работе Бобылева, Байковой (2016б) был проведен анализ зон НИ, гигантских молекулярных облаков и метанольных мазеров, которые распределены по всей Галактике. Расстояния до этих объектов были определены кинематическим методом. Исключались объекты, принадлежащие Местному рукаву.

В работе Олаузена, Каспи (2014) было использовано всего 19 магнитаров. Распределены эти магнитары по всей Галактике. Найденное по магнитарам значение h_z близко к тем, что были найдены по самым молодым галактическим объектам — мазерам и ОВ-звездам.

Элиас и др. (2006) разработали метод трехмерной пространственной классификации для оценки структуры пояса Гулда и галактического диска. Этот метод был применен к выборке ОВ-звезд, расположенных в сфере радиусом 1 кпк вокруг Солнца. В результате получены оценки z_\odot и h_z ,

Таблица 2. Параметры экспоненциального распределения в вертикальном направлении z_{\odot} и h_z , найденные различными авторами

$z_{\odot} \pm \varepsilon_{z_{\odot}}$, пк	$h_z \pm \varepsilon_{h_z}$, кпк	N_{\star}	Объекты	Ссылки
-5.7 ± 0.5	26.5 ± 0.7	639	мазеры, $R < R_0$ кпк	[1]
-13.5 ± 2.6	30.7 ± 5.9	19	магнитары	[2]
-16 ± 5	34.0 ± 2.0	553	ОВ-зв. из каталога Hipparcos	[3]
-10 ± 4	51.3 ± 3.7	148	зв. Вольфа-Райе, $r < 4.5$ кпк	[4]
-22 ± 4	56.0 ± 3.0	259	РЗС, $r < 0.85$ кпк	[5]
-23 ± 2	70.2 ± 2.4	246	цефеиды, $\bar{t} \sim 75$ млн лет	[4]
-14.5 ± 3.0	73.5 ± 3.2	619	цефеиды, $\bar{t} \sim 94$ млн лет	[6]
-24 ± 2	83.8 ± 2.4	250	цефеиды, $\bar{t} \sim 138$ млн лет	[4]
-17 ± 4	75 ± 5	705	цефеиды, $\bar{t} \sim 83$ млн лет	настоящая работа
-39 ± 11	131 ± 10	393	цефеиды, $\bar{t} \sim 182$ млн лет	настоящая работа

Примечание. [1] — Бобылев, Байкова (2016б), [2] — Олаузен, Каспи (2014), [3] — Элиас и др. (2006), [4] — Бобылев, Байкова (2016а), [5] — Пискунов и др. (2006), [6] — Сковрон и др. (2019).

относящиеся как к структуре пояса Гулда (мы их не приводим), так и к тонкому диску Галактики.

В работе Пискунова и др. (2006) оценки z_{\odot} и h_z были получены по выборке РЗС из каталога ASCC-2.5. Были взяты объекты из околосолнечной окрестности радиусом 850 пк, где каталог полон.

Для оценки z_{\odot} и h_z по классическим цефеидам Сковрон и др. (2019) не разделяли выборку в зависимости от возраста звезд, но использовали следующие ограничения на широту b и расстояние R : $|b| \leq 4^\circ$ и $R < R_0$. Кроме того, ими был произведен учет искривления диска Галактики.

ДАННЫЕ

В настоящей работе используются данные о классических цефеидах из работ Сковрон и др. (2019) и Мроза и др. (2019). В каталоге Сковрон и др. (2019) для 2431 цефеиды содержатся оценки расстояния, возраста, периода пульсации и фотометрические данные. Наблюдались эти цефеиды в рамках четвертого этапа программы OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment, Удальский и др., 2015). Их видимые звездные величины лежат в диапазоне от $I = 11^m$ до $I = 18^m$. Поэтому здесь наблюдается дефицит ярких и хорошо изученных цефеид, известных по более ранним наблюдениям.

Расстояния до звезд, r , были вычислены Сковрон и др. (2019) на основе соотношения период—светимость, найденного Вангом и др. (2018) по кривым блеска цефеид в среднем инфракрасном диапазоне, где межзвездное поглощение существенно меньше, чем в оптическом. Отметим, что гелиоцентрические расстояния в каталоге Сковрон и др. (2019) оценены для 2214 цефеид.

Оценки возраста цефеид в работе Сковрон и др. (2019) сделаны по методике, разработанной Андерсоном и др. (2016). Учитывались такие характеристики, как периоды осевого вращения звезды и индексы металличности.

Каталог Мроза и др. (2019) интересен тем, что для 832 классических цефеид из списка Сковрон и др. (2019) даны кинематические характеристики. К ним относятся компоненты собственного движения, скопированные из каталога Gaia DR2 (Линдегрэн и др., 2018), а также лучевые скорости, имеющиеся для всех 832 звезд. С использованием этих данных Мроз и др. (2019) построили кривую галактического вращения в интервале расстояний R : 4–20 кпк. В работе Аблимита и др. (2020) данные об этих цефеидах были включены в общую выборку из 3500 классических цефеид, с использованием которой были уточнены параметры гравитационного потенциала Галактики и получена новая вириальная оценка массы Галактики. С использованием данных Мроза и др. (2019) и Сковрон и др. (2019) Бобылевым и др. (2021) было показано, что даже старые цефеиды сохраняют кинематическую память о месте своего рождения.

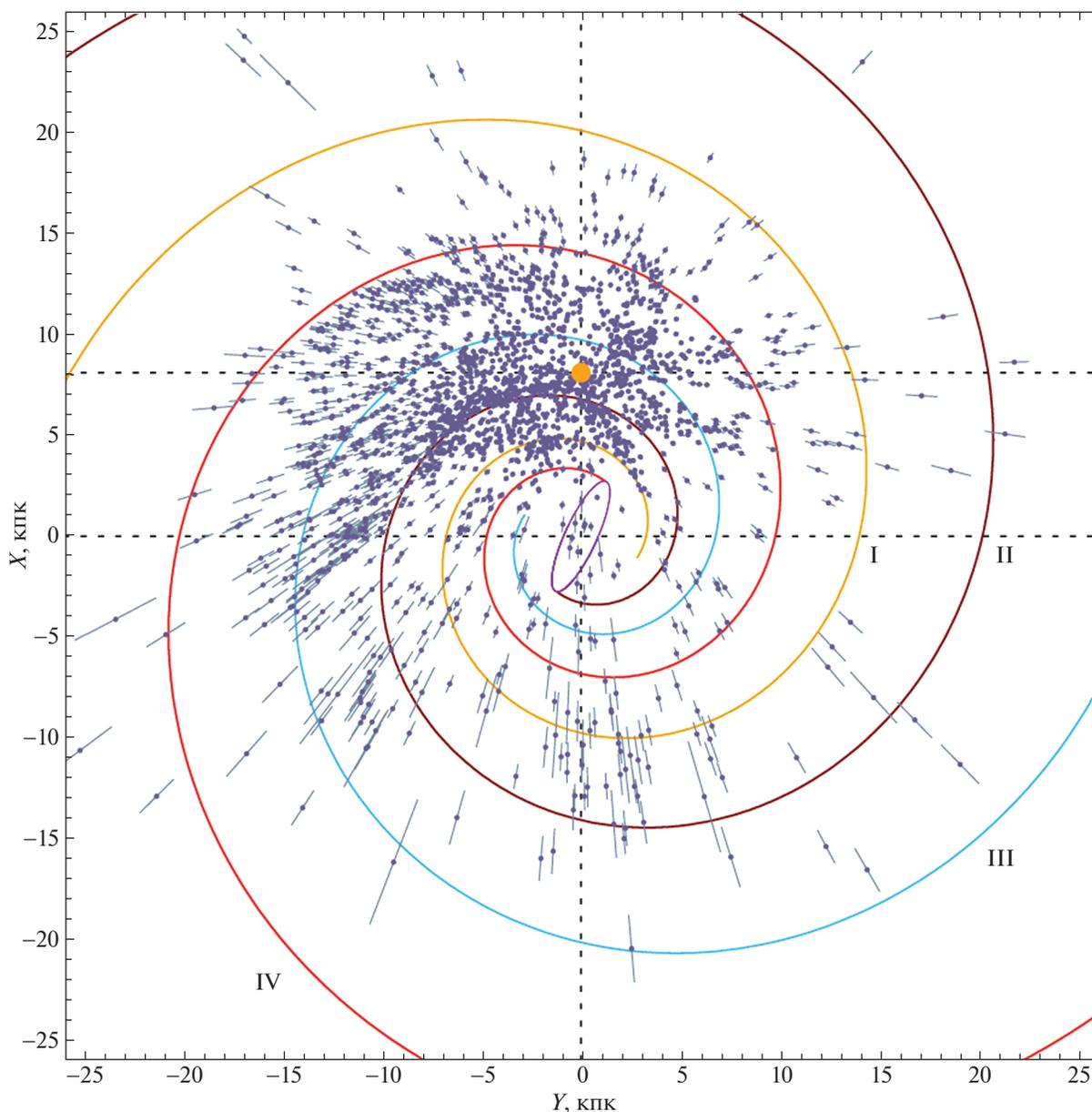


Рис. 1. Положения 2214 цефеид в проекции на галактическую плоскость XU , Солнце отмечено оранжевым кружком (детали см. текст).

Выборку цефеид из каталога Мроза и др. (2019) в настоящей работе мы называем кинематической. Для каждой звезды из этой выборки в работе Бобылева и др. (2021) были прослежены галактические орбиты, построенные в прошлом в соответствии с индивидуальным возрастом цефеиды. Для этого был использован осесимметричный трехкомпонентный (балдж, диск и гало) гравитационный потенциал Галактики. Кинематическая выборка содержит 806 цефеид. Из них 297 звезд с возрастом более 120 млн лет. Средний возраст выборки составляет 115 млн лет.

Вопросы полноты выборки имеют важное зна-

чение для получения несмещенных оценок анализируемого распределения.

На рис. 1 дано распределение галактической плоскости XU всех цефеид из каталога Сковрон и др. (2019), для которых имеются оценки расстояний. Всего таких звезд оказалось 2214. Показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки -13° (Бобылев, Байкова, 2014). Римскими цифрами на рисунке пронумерованы следующие отрезки спиральных рукавов: I — Щита, II — Киля—Стрельца, III — Персея и IV — Внешний рукав, схематично показан центральный галактический бар.

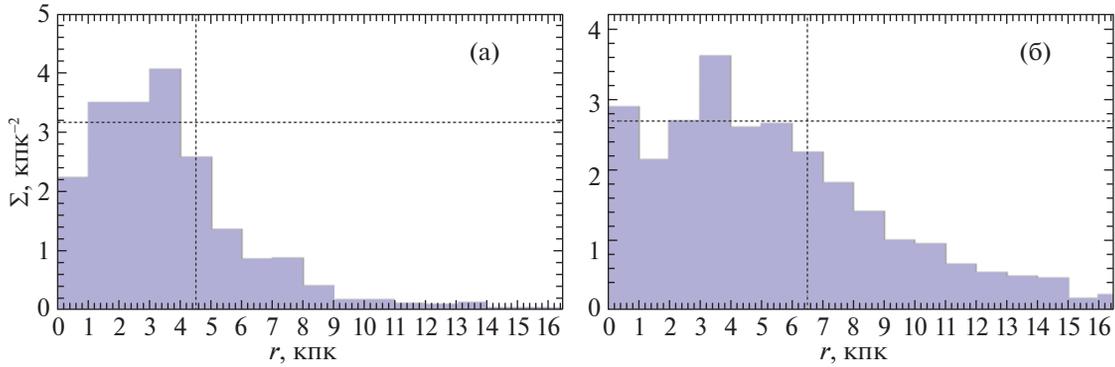


Рис. 2. Поверхностная плотность выборки самых молодых цефеид (а) и самых старых цефеид (б), указаны средние значения плотности и границы полноты.

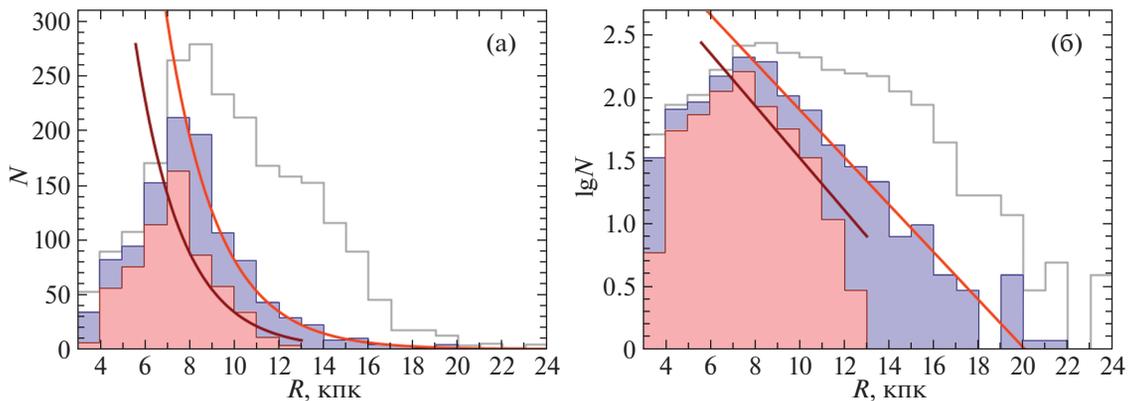


Рис. 3. Гистограммы радиального распределения цефеид в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах, серым контуром дана гистограмма, построенная по всем 2214 цефеидам, синей заливкой — по цефеидам моложе 120 млн лет, красной заливкой — по цефеидам моложе 120 млн лет, отобранных в области радиусом 5 кпк от Солнца (детали см. текст).

Как можно видеть из рисунка, часть цефеид имеют сильную концентрацию к отрезку спирального рукава Киля—Стрельца. Главным образом это цефеиды с возрастом от 80 до 130 млн лет. Таких звезд в нашей выборке 753.

На рис. 2 дано распределение поверхностной плотности двух выборок цефеид — самых молодых и самых старых. Наиболее равномерно распределены 983 цефеиды с возрастом более 130 млн лет (со средним значением возраста 211 млн лет). Их поверхностная плотность Σ в зависимости от расстояния r дана на рис. 2б. Граница полноты для выборки цефеид старше 130 млн лет составила 6.5 кпк. Аналогичный рисунок для цефеид среднего возраста (от 80 до 130 млн лет) мы не приводим, так как практически все они сконцентрированы к отрезку спирального рукава Киля—Стрельца, их плотность быстро падает в зависимости от r .

Самые молодые цефеиды имеют концентрацию к рукаву Щита, тем не менее их распределение на плоскости XU достаточно равномерное. Поведение их поверхностной плотности Σ в зависимости

от r дано на рис. 2а, где граница полноты составила 4.5 кпк.

В целом можем заключить, что в пределах 5–6 кпк выборки цефеид различного возраста обладают полнотой. Это позволяет на таком характерном интервале оценивать характеристики цефеид как в околосолнечной окрестности, например определять параметры вертикального распределения, так и в радиальном от центра Галактики направлении, т.е. изучать параметры радиального распределения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 дано распределение в радиальном направлении двух выборок цефеид. Первая выборка — это все 2214 цефеид различного возраста, для которых определены гелиоцентрические расстояния. Гистограмма этой выборки дана на рисунке серым контуром без заливки. Видно, что на интервале $R : 8–22$ кпк имеется непонятный на первый взгляд горб. Вписывание зависимостей вида (1)

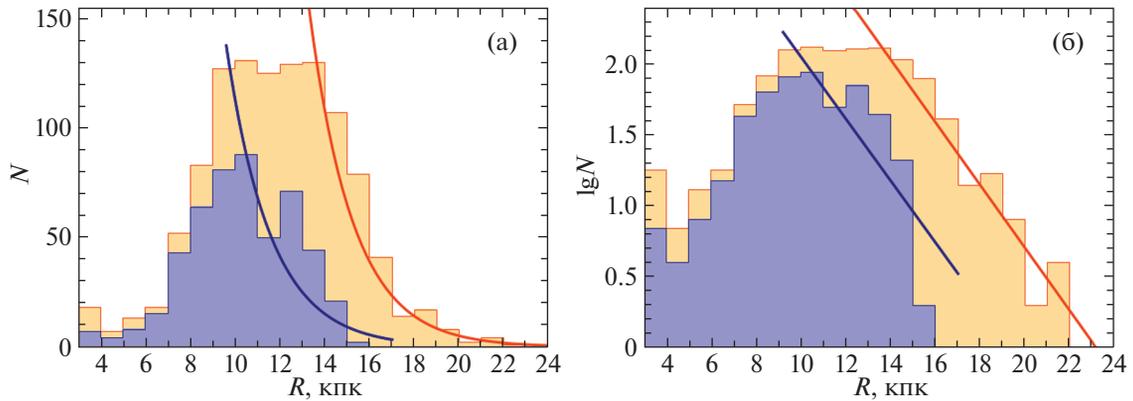


Рис. 4. Оранжевой заливкой показана гистограмма радиального распределения выборки цефеид старше 120 млн лет в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах, синей заливкой дана гистограмма радиального распределения выборки цефеид старше 120, отобранных в области радиусом 7 кпк от Солнца (детали см. текст).

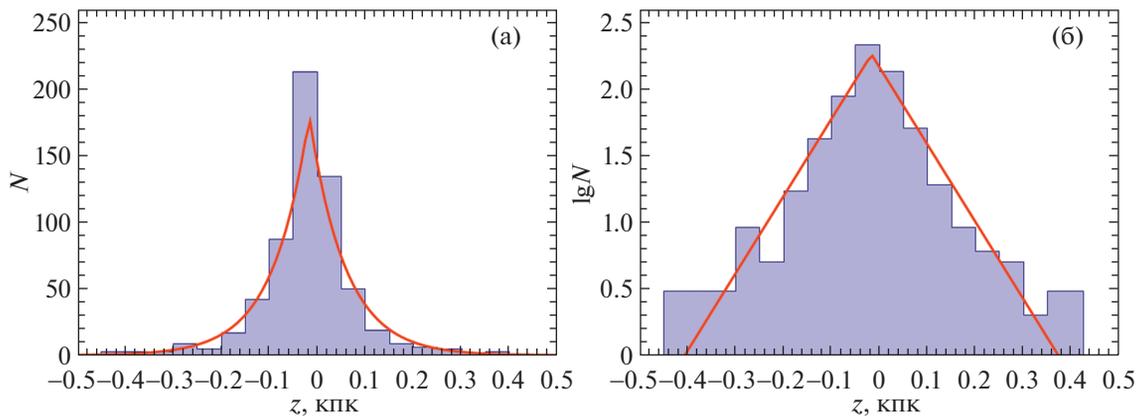


Рис. 5. Гистограмма вертикального распределения выборки из 705 цефеид моложе 120 млн лет с гелиоцентрическими расстояниями $r < 6$ кпк в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах (детали см. текст).

дает значения h_R в очень широком интервале, от 3.3 (на интервале расстояний $R : 8-22$ кпк) до 5.5 кпк (на интервале расстояний $R : 8-15$ кпк, очень пологая зависимость на рис. 3б). Эти значения плохо согласуются как между собой, так и с известными для тонкого диска оценками.

Еще в работе Бобылева и др. (2021) было замечено (см. рис. 7 там), что молодые и старые цефеиды из каталога Мроза и др. (2019) имеют сильно различающееся наблюдаемое радиальное распределение. А именно, самые молодые сосредоточены внутри солнечного круга, а самые старые — далеко вне солнечного круга. Поэтому мы решили разделить цефеиды примерно поровну на две выборки в зависимости от возраста.

Вторая выборка на рис. 3 — это 1087 цефеид моложе 120 млн лет. Их средний возраст составляет $\bar{t} \sim 82$ млн лет. Гистограмма этой выборки на рис. 3 дана с заливкой синего цвета. Для этой выборки цефеид вписана экспонента вида (1) со значением радиальной шкалы $h_R = 2.30 \pm 0.09$ кпк,

которое было найдено методом наименьших квадратов.

Наконец, третья гистограмма на рис. 3 построена по цефеидам моложе 120 млн лет, которые отобраны из околосолнечной области радиусом 5 кпк. Эта выборка звезд удовлетворяет свойству полноты, содержит 605 цефеид со средним возрастом 83 млн лет. Вписанная для этой гистограммы экспонента вида (1) имеет значение радиальной шкалы $h_R = 2.09 \pm 0.20$ кпк.

На рис. 4 дано радиальное распределение выборки цефеид старше 120 млн лет. Выборка состоит из 1127 цефеид со средним возрастом $\bar{t} \sim 200$ млн лет. Для этой выборки цефеид вписана экспонента вида (1) со значением радиальной шкалы $h_R = 1.96 \pm 0.12$ кпк.

Вторая гистограмма на рис. 4, показанная синей заливкой, построена по цефеидам старше 120 млн лет, которые отобраны из околосолнечной области радиусом 7 кпк. Эта выборка звезд

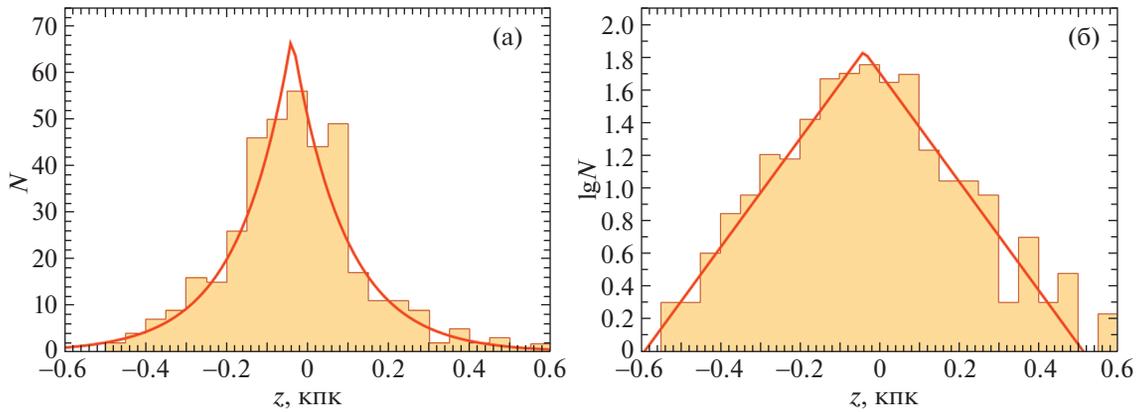


Рис. 6. Гистограмма вертикального распределения выборки из 393 цефеид старше 120 млн лет с гелиоцентрическими расстояниями $r < 6$ кпк в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах (детали см. текст).

удовлетворяет свойству полноты, содержит 496 цефеид со средним возрастом 186 млн лет. Вписанная для этой гистограммы экспонента вида (1) имеет значение радиальной шкалы $h_R = 1.99 \pm 0.29$ кпк. Старые цефеиды сильно смещены в сторону галактического антицентра, потому гистограмма второй выборки обладает существенно бóльшей дисперсией, h_R определяется со значительно бóльшей ошибкой. Однако сами значения h_R , полученные по двум выборкам относительно старых цефеид, получились близкими. И как можно видеть из рис. 4б, линии на графике идут практически параллельно друг другу.

Из рис. 3 и 4 можно видеть, что по отдельности распределения выборок относительно молодых и относительно старых цефеид неплохо удовлетворяют модели экспоненциального падения радиальной плотности. Но распределение всей выборки (серый контур на рис. 3) лучше не использовать для определения радиальной шкалы, так как оно складывается из двух сильно отличающихся распределений.

На рис. 5 дано распределение в вертикальном направлении выборки из 705 цефеид моложе 120 млн лет с гелиоцентрическими расстояниями $r < 6$ кпк и средним возрастом $\bar{t} \sim 83$ млн лет. Вписана экспонента вида (2) со значениями $z_\odot = -17 \pm 4$ пк и $h_z = 75 \pm 5$ пк. В работе Бобылева, Байковой (2016а) из анализа нескольких индивидуальных результатов определения z_\odot было вычислено среднее $z_\odot = -16 \pm 2$ пк. Таким образом, имеем хорошее согласие найденного по молодым цефеидам значения z_\odot с оценками других авторов (см. табл. 2).

На рис. 6 дано распределение в вертикальном направлении выборки из 393 цефеид старше 120 млн лет с гелиоцентрическими расстояниями $r < 6$ кпк со средним возрастом $\bar{t} \sim 182$ млн лет.

Вписана экспонента вида (2) со значениями $z_\odot = -39 \pm 11$ пк и $h_z = 131 \pm 10$ пк. Видим, что цефеиды этой выборки больше “прогреты” по сравнению с молодыми цефеидами. В то же время найденное по ним значение вертикальной шкалы позволяет отнести эти цефеиды к тонкому диску Галактики, так как для толстого диска характерным является существенно большее значение $h_z \sim 900$ кпк (например, Перес и др., 2020).

Известно, что имеется тесная связь пространственного распределения цефеид и их кинематики с крупномасштабным искривлением галактического диска (Бердников, 1987; Бобылев, 2013). По-видимому, удвоение значения h_z цефеид за примерно 100 млн лет связано с влиянием искривления диска. Искривление диска, скорее всего, вызвано Большим Магеллановым Облаком. Поэтому можно говорить о том, что прогрев цефеид обусловлен внешним фактором.

На рис. 7 даны положения кинематической выборки из 806 цефеид в проекции на галактическую плоскость XU . Солнце здесь имеет координаты $(X, Y) = (8.3, 0)$ кпк. Стрелка в нижнем левом углу на рис. 7а показывает направление вращения Галактики. Из рис. 3, 4 и 7 можем сделать вывод о том, что значительное количество относительно старых цефеид из списка Сковрон и др. (2019) по каким-то причинам оказалось сосредоточено в области антицентра. Но в момент своего рождения эти звезды, да и вообще все исследуемые здесь цефеиды, были довольно равномерно распределены по большой области Галактики.

На рис. 8 дана гистограмма радиального распределения кинематической выборки цефеид. Положения каждой из этих звезд в Галактике (рис. 7) вычислены на момент их рождения. В отличие от общей гистограммы, построенной по цефеидам различных возрастов (серый контур на рис. 3), на этом рисунке нет горба в области $R \sim 14$ кпк,

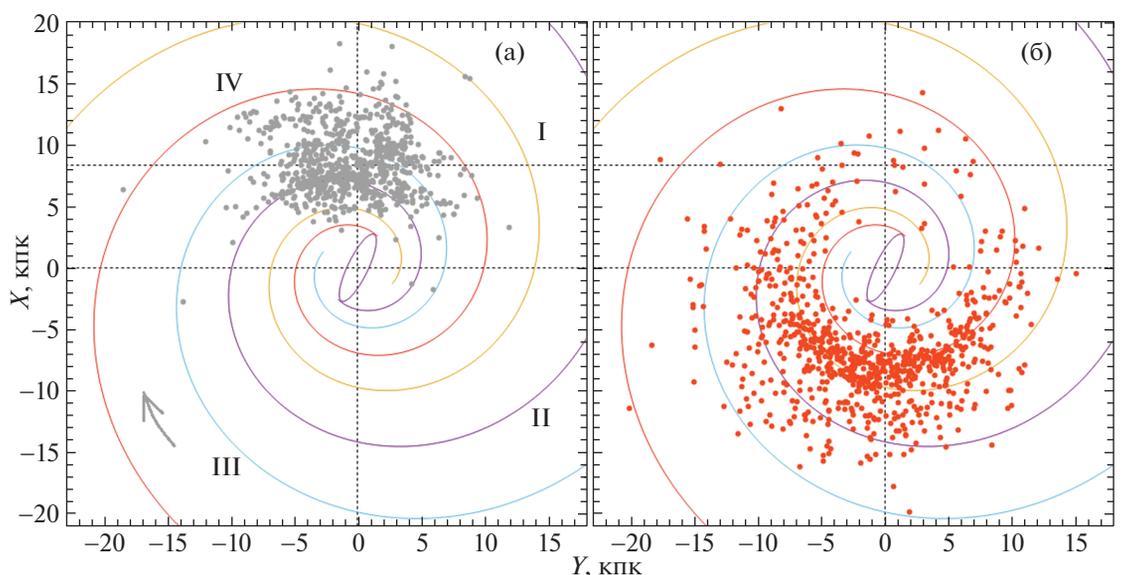


Рис. 7. Современные положения кинематической выборки из 806 цефеид на галактической плоскости XY (а) и их положения в прошлом, вычисленные на момент их рождения (б) (детали см. текст).

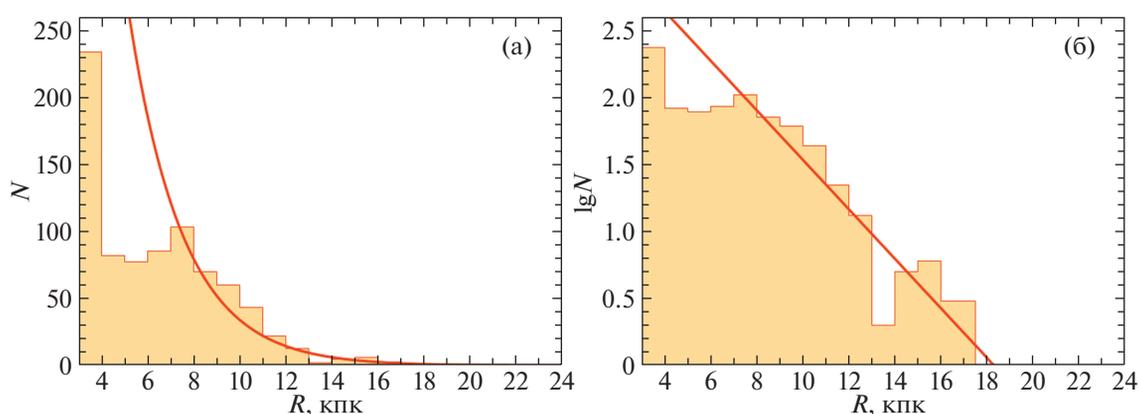


Рис. 8. Гистограмма радиального распределения кинематической выборки из 806 цефеид, положения которых вычислены на момент их рождения, в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабах (детали см. текст).

наличие которого не позволяло ранее однозначно оценить h_R . Найденное по этой выборке значение радиальной шкалы $h_R = 2.36 \pm 0.24$ кпк находится в очень хорошем согласии с результатами отдельного анализа современных положений цефеид (см. табл. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для оценки значений радиальной h_R и вертикальной h_z шкал тонкого диска Галактики использована огромная выборка классических цефеид из работы Сковрон и др. (2019). Еще недавно астрономы располагали измеренными характеристиками около 600 классических цефеид. Каталог Сковрон и др. (2019) содержит оценки расстояния, возраста, периода пульсации и фотометрические данные для

2431 цефеиды. В настоящей работе были использованы 2214 цефеид из этого каталога, у которых определены расстояния.

Оценки h_R и h_z получены в предположении об экспоненциальном распределении плотности звезд как в радиальном, так и в вертикальном направлении.

По выборке из 1087 цефеид моложе 120 млн лет было найдено значение радиальной шкалы $h_R = 2.30 \pm 0.09$ кпк. По 1127 цефеидам старше 120 млн лет найдено значение $h_R = 1.96 \pm 0.12$ кпк. Проведен анализ цефеид на предмет полноты выборки. Показано, что распределение более молодых цефеид удовлетворяет свойству полноты в околосолнечной области радиусом около 5 кпк. По такой выборке, содержащей 605 цефеид со средним возрастом 83 млн лет, найдено значение

радиальной шкалы $h_R = 2.09 \pm 0.20$ кпк. Граница полноты для выборки более возрастных цефеид составила 6.5 кпк. Для выборки таких цефеид (496 со средним возрастом 186 млн лет) найдено значение радиальной шкалы $h_R = 1.99 \pm 0.29$ кпк.

Можем заключить, что имеется хорошее согласие с результатами, которые получены по выборкам цефеид без применения ограничений на радиус выборки. Поэтому предпочитаем пользоваться оценками h_R , полученными с меньшими ошибками.

Показано, что по общей выборке этих цефеид однозначную оценку получить невозможно. С другой стороны, было интересно проанализировать радиальное распределение всех этих цефеид в момент их рождения. Для выполнения этой задачи мы использовали выборку из 806 цефеид, для которых имеется возможность построения их галактических орбит. Оказалось, что из анализа их радиального распределения в прошлом, построенном на момент рождения каждой звезды, уверенно определяется значение $h_R = 2.36 \pm 0.24$ кпк. Видим, что в пределах ошибок все три найденные оценки h_R совпадают. Таким образом, на интервале ~ 100 млн лет не наблюдается эволюция данного параметра. Этого нельзя сказать о h_z , значение которого примерно удваивается на таком временном интервале (налицо эффект прогрева диска).

Для оценки вертикальной шкалы из-за влияния различных факторов требуется использование ограничений на возраст, размер и местоположение анализируемой области. Поэтому здесь при анализе участвовали не все цефеиды. Кроме того, значение вертикальной шкалы сильно зависит от возраста звезд выборки. Поэтому выборка была разделена на две части по возрасту с границей 120 млн лет. По 705 цефеидам моложе 120 млн лет с гелиоцентрическими расстояниями $r < 6$ кпк найдены $z_{\odot} = -17 \pm 4$ пк и $h_z = 75 \pm 5$ пк, а по выборке из 393 цефеид старше 120 млн и $r < 6$ кпк найдены $z_{\odot} = -39 \pm 11$ пк и $h_z = 131 \pm 10$ пк.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андерсон и др. (R.I. Anderson, H. Saio, S. Ekström, C. Georgy, and G. Meynet), *Astron. Astrophys.* **591**, A8 (2016).
- Аблимит и др. (I. Ablimit, G. Zhao, C. Flynn, and S.A. Bird), *Astrophys. J.* **895**, L12 (2020).
- Абботт и др. (DES Collaboration, T. Abbott, G. Aldering, J. Annis, M. Barlow, C. Bebek, B. Bigelow, C. Beldica, R. Bernstein, et al.), arXiv: astro-ph/0510346 (2005).
- Абботт и др. (DES Collaboration, T. Abbott, F.B. Abdalla, S. Allam, A. Amara, J. Annis, J. Asorey, S. Avila, O. Ballester, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **239**, 18 (2018).
- Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E. Churchwell, B.L. Babler, T.M. Bania, D.P. Clemens, M. Cohen, J.M. Dickey, R. Indebetouw, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 953 (2003).
- Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E. Churchwell, B.L. Babler, R. Indebetouw, M.R. Meade, B.A. Whitney, C. Watson, M.G. Wolfire, et al.), *Astrophys. J.* **630**, L149 (2005).
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. **13**, 110 (1987) [L.N. Berdnikov, *Astron. Lett.* **13**, 45 (1987)].
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **39**, 909 (2013) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **39**, 819 (2013)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *MNRAS* **437**, 1549 (2014).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **42**, 3 (2016a) [V.V. Bobylev and A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **42**, 1 (2016a)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **42**, 210 (2016b) [V.V. Bobylev and A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **42**, 182 (2016b)].
- Бобылев и др. (V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, A.S. Rastorguev, and M.V. Zabolotskikh), *MNRAS* **502**, 4377 (2021).
- Бови и др. (J. Bovy, H.-W. Rix, C. Liu, D.W. Hogg, T.C. Beers, and Y.S. Lee, et al.), *Astrophys. J.* **753**, 148 (2012).
- Бови и др. (J. Bovy, H.-W. Rix, E.F. Schlafly, D.L. Nidever, J.A. Holtzman, M. Shetrone, and T.C. Beers, et al.), *Astrophys. J.* **823**, 30 (2016).
- Ванг и др. (S. Wang, X. Chen, R. de Grijs, et al.), *Astrophys. J.* **852**, 78 (2018).
- Вернер и др. (M.W. Werner, T.L. Roellig, F.J. Low, G.H. Rieke, M. Rieke, W.F. Hoffmann, E. Young, J.R. Houck, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **154**, 1 (2004).
- Гроеневеген и др. (M.A.T. Groenewegen, L. Girardi, E. Hatziminaoglou, C. Benoist, L.F. Olsen, L. da Costa, S. Arnouts, R. Madaesky, et al.), *Astron. Astrophys.* **392**, 741 (2002).
- Женг и др. (Z. Zheng, C. Flynn, A. Gould, J.N. Bahcall, and S. Salim), *Astrophys. J.* **555**, 393 (2001).
- Жирарди и др. (L. Girardi, M.A.T. Groenewegen, E. Hatziminaoglou, and L. da Costa), *Astron. Astrophys.* **436**, 895, (2005).
- де Жонг и др. (J.T.A. de Jong, B. Yanny, H.-W. Rix, A.E. Dolphin, N.F. Martin I, and T.C. Beers), *Astrophys. J.* **714**, 663 (2010).
- Йоши (Y.C. Joshi), *MNRAS* **378**, 768 (2007).
- Конти, Вакка (P.S. Conti and W.D. Vacca), *Astron. J.* **100**, 431 (1990).
- Круит (P.C. van der Kruit), *Astron. Astrophys.* **157**, 230 (1986).
- Линдегрэн и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 2 (2018).

25. Маис-Апельянис (J. Maiz-Apellániz), *Astron. J.* **121**, 2737 (2001).
26. Мроз и др. (P. Mróz, A. Udalski, D.M. Skowron, et al.), *Astrophys. J.* **870**, L10 (2019).
27. Ойха (D.K. Ojha), *MNRAS* **322**, 426 (2001).
28. Олаузен, Каспи (S.A. Olausen and V.M. Kaspi), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **212**, 6 (2014).
29. Перес и др. (A. Pieres, L. Girardi, E. Balbinot, B. Santiago, L.N. da Costa, A. Carnero Rosell, A.B. Pace, K. Bechtol, et al.), *MNRAS* **497**, 154 (2020).
30. Пискунов и др. (A.E. Piskunov, N.V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), *Astron. Astrophys.* **445**, 545 (2006).
31. Рейл, Робин (C. Reylé and A.C. Robin), *Astron. Astrophys.* **373**, 886 (2001).
32. Рикс, Бови (H.-W. Rix and J. Bovy), *Astron. and Astrophys.* **21**, 61 (2013).
33. Робин, Крезе (A.C. Robin and M. Crézé), *Astron. Astrophys.* **157**, 71 (1986).
34. Робин и др. (A.C. Robin, C. Reylé, S. Derrière, and S. Picaud), *Astron. Astrophys.* **409**, 523 (2003).
35. Рослоу, Кравтер (C.K. Rosslowe and P.A. Crowther), *MNRAS* **447**, 2322 (2015).
36. Скворон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, et al.), *Science* **365**, 478 (2019).
37. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
38. Удальский и др. (A. Udalski, M.K. Szymański, and G. Szymański), *Acta Astron.* **65**, 1 (2015).
39. Эйзенштейн и др. (D.J. Eisenstein, D.H. Weinberg, E. Agol, H. Aihara, C.A. Prieto, S.F. Anderson, J.A. Arns, E. Aubourg, et al.), *Astron. J.* **142**, 72 (2011).
40. Элиас и др. (F. Elias, J. Cabrero-Caño, and E.J. Alfaro), *Astron. J.* **131**, 2700 (2006).
41. Эпштейн и др. (N. Epchtein, B. de Batz, L. Caproni, L. Chevallier, E. Copet, P. Fouqué, P. Lacombe, T. Le Bertre, et al.), *Messenger* **87**, 27 (1997).

ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПЕРИОДОВ БИМОДАЛЬНОЙ ЦЕФЕИДЫ TU Cas

© 2021 г. Л. Н. Бердников^{1*}, Е. Н. Пастухова²

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

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.06.2021 г.

После доработки 27.06.2021 г.; принята к публикации 29.06.2021 г.

Для обоих периодов бимодальной классической цефеиды TU Cas построены диаграммы $O - C$, охватывающие временной интервал 117 лет. Диаграммы $O - C$ имеют вид парабол, что позволило впервые определить квадратичные элементы изменения блеска и вычислить скорости эволюционных изменений периодов: $dP_0/dt = -0.039 (\pm 0.004)$ с/год для основного тона и $dP_1/dt = -0.036 (\pm 0.007)$ с/год для первого обертона, что согласуется с результатами теоретических расчетов для второго пересечения полосы неустойчивости. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном, подтвердил реальность уменьшения периодов.

Ключевые слова: бимодальные цефеиды, изменчивость периодов, эволюция звезд.

DOI: 10.31857/S0320010821070020

ВВЕДЕНИЕ

Каннон (см. Каннон, Пикеринг, 1911) на фотопластинках университета Гарварда открыла быстро меняющуюся переменную звезду HV3307, которая впоследствии получила обозначение TU Cas. Ван Бисброк и Кастелс (1914) классифицировали ее как цефеиду типа δ Сер с периодом $2^d 139$. Оостерхоф (1957) объяснил быструю переменность взаимодействием основного периода $2^d 13930$ и периода биений $5^d 230$, но Симон (1979) показал, что наблюдаемые биения блеска бимодальных цефеид есть результат взаимодействия колебаний с периодами основной моды P_0 и первого обертона P_1 .

Недавно Бердников и др. (2021a) впервые изучили поведение периодов обоих колебаний бимодальной цефеиды: нашли, что скорость эволюционного увеличения периода первого обертона у AS Cas больше, чем основного тона. Этот интересный результат побудил нас исследовать изменения обоих периодов других бимодальных цефеид, и в данной работе мы представляем результаты по TU Cas.

КРИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА ОБОИХ КОЛЕБАНИЙ TU Cas

В нашей недавней работе (Бердников и др., 2021b) мы описали методику построения кривых блеска для фундаментальной моды и первого обертона, которую будем использовать и в данной работе. В качестве примера на рис. 1 показаны кривые изменения блеска в фильтрах B и V , построенные по ранее опубликованным нашим фотоэлектрическим наблюдениям, а также в фильтре g' по данным каталога ASAS-SN (Ясингхе и др., 2019). Использовались элементы (1) и (2).

В табл. 1 приведены параметры кривых блеска обоих колебаний TU Cas в фильтрах BVg' : блеск в максимуме, амплитуда и средний блеск по интенсивности, а коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) приведены в табл. 2. Коэффициенты Фурье для P_0 и P_1 попадают, соответственно, в области классических цефеид (DCER) и малоамплитудных цефеид (DCEPS), которые пульсируют в первом обертоном (Поретти, 1994).

ИЗМЕНЯЕМОСТЬ ПЕРИОДОВ ОБОИХ КОЛЕБАНИЙ TU Cas

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

*Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru

Таблица 1. Параметры кривых блеска обоих колебаний TU Cas в фильтрах B , V и g'

Мода колебаний	Фильтр	Блеск в максимуме	Амплитуда	Средний блеск по интенсивности
Основная	B	7^m823	0^m940	8^m355
Основная	V	7^m379	0^m670	7^m743
Основная	g'	8^m080	0^m703	8^m494
Первый обертон	B	8^m159	0^m380	8^m353
Первый обертон	V	7^m615	0^m258	7^m745
Первый обертон	g'	8^m344	0^m295	8^m499

Таблица 2. Коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) кривых блеска основного тона ($P_0 = 2^d13930$) и первого обертона ($P_1 = 1^d51828$) TU Cas в фильтрах B , V и g'

Период	Фильтр	R_{21}	R_{31}	R_{41}	ϕ_{21}	ϕ_{31}	ϕ_{41}
		Ошибка					
P_0	B	0.32017	0.14222	0.06304	4.02628	1.88632	6.12836
		0.00172	0.00172	0.00172	0.00639	0.01317	0.02819
P_0	V	0.34353	0.12499	0.02182	4.10486	2.18487	1.01441
		0.00030	0.00030	0.00030	0.00105	0.00254	0.01370
P_0	g'	0.29171	0.13328	0.03826	3.78497	1.68129	6.11682
		0.00001	0.00001	0.00001	0.00004	0.00007	0.00024
P_1	B	0.13729	0.00626	0.00002	4.13961	3.13834	3.44973
		0.00002	0.00002	0.00002	0.00012	0.00249	0.99159
P_1	V	0.12767	0.00538	0.00004	4.39076	5.08798	3.93143
		0.00002	0.00002	0.00002	0.00017	0.00395	0.56139
P_1	g'	0.09468	0.00001	0.00002	3.66371	2.24076	4.43578
		0.00002	0.00002	0.00002	0.00021	3.60344	0.78511

Таблица 3. Наблюдательный материал суммарного блеска TU Cas

Источник данных	Число наблюдений	Тип наблюдений	Интервал JD
Данная работа	154	Фотографические, PG	2416708–2436185
Литература	945	Фотографические, PG	2425164–2434598
Литература	1509	Визуальные, VIS	2419198–2438089
Литература	3650	Фотоэлектрические, BV	2433272–2451041
AAVSO	5957	Фотоэлектрические и ПЗС, BV	2436742–2458845
ASAS-SN	1416	ПЗС, Vg'	2457008–2459257
Hipparcos	239	Фотоэлектрические, V	2447867–2449039

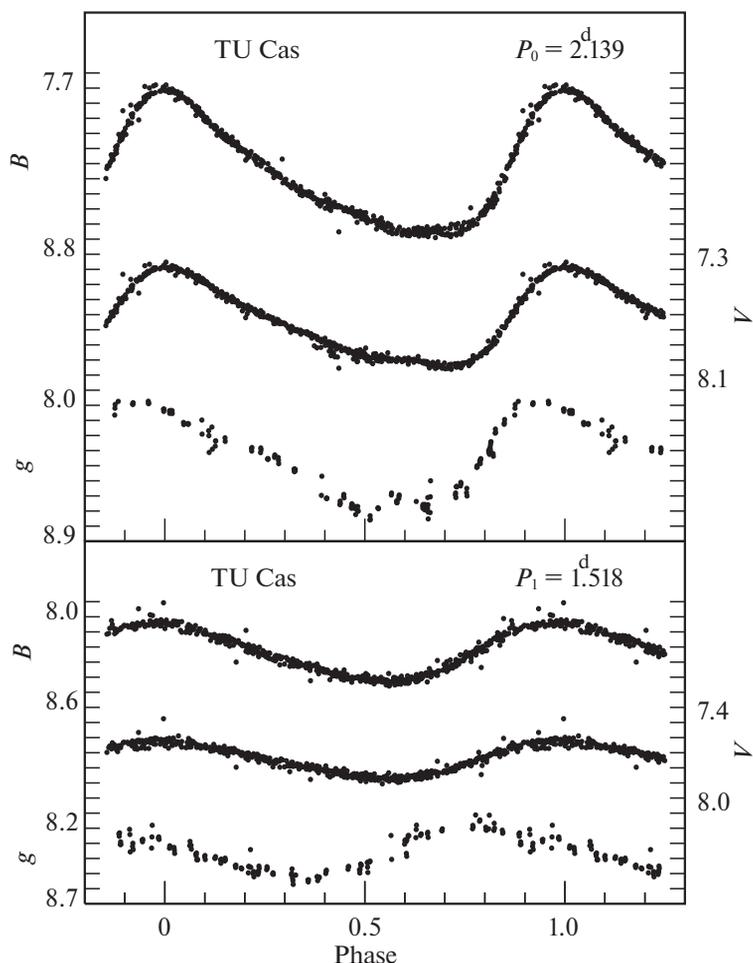


Рис. 1. Кривые изменения блеска обоих колебаний TU Cas в фильтрах B , V и g' .

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

Для изучения периодов TU Cas мы собрали опубликованные визуальные, фотографические, фотоэлектрические и ПЗС-наблюдения. Кроме того, мы сделали глазомерные оценки блеска на фотографических пластинках ГАИШ (Москва), а также использовали фотометрию из каталогов Hipparcos (ЕКА, 1997), ASAS-SN (Ясингхе и др., 2019) и AAVSO (Кафка, 2021).

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 3. Самая старая фотопластинка с TU Cas была получена в 1904 г., а последние ПЗС-наблюдения были сделаны в 2021 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 117 лет.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых TU Cas приведены в табл. 4 для основного тона и в табл. 5 для первого обертона. В первом и втором столбцах этих таблиц даны моменты максимального блеска и ошибки их определения, в третьем — тип используемых наблюдений, в четвертом и пятом — номер эпохи E и значение остатка $O - C$, а в шестом и седьмом — число наблюдений N и источник данных. Данные табл. 4 и 5 изображены на $O - C$ диаграммах (рис. 2 и 3 соответственно): квадратики — фотографические наблюдения, пустые кружки — визуальные наблюдения; маленькие заполненные кружки — остальные наблюдения, вертикальные черточки указывают пределы ошибок определения остатков $O - C$.

Диаграммы $O - C$ имеют вид парабол. По моментам максимального блеска из табл. 4 получены квадратичные элементы изменения блеска для ос-

Таблица 4. Моменты максимума блеска TU Cas: основной тон

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2417370.3226	0.0324	<i>PG</i>	-9774	-0.0528	22	Данная работа
2419325.6608	0.0073	<i>VIS</i>	-8860	-0.0733	148	Ван Бисброк, Кастелс (1914)
2425073.9963	0.0033	<i>VIS</i>	-6173	-0.0242	519	Рыбка (1929)
2425232.2249	0.0053	<i>PG</i>	-6099	-0.0606	191	Загар (1928)
2425424.8210	0.0062	<i>VIS</i>	-6009	-0.0440	199	Кукаркин (1940)
2425619.4416	0.0079	<i>VIS</i>	-5918	-0.0992	173	Савье (1929)
2425726.4777	0.0060	<i>VIS</i>	-5868	-0.0279	200	Загар (1931)
2426242.0228	0.0088	<i>VIS</i>	-5627	-0.0529	117	Кукаркин (1940)
2426308.3342	0.0030	<i>PG</i>	-5596	-0.0168	239	Эренфойхт (1934)
2429880.9205	0.0189	<i>PG</i>	-3926	-0.0537	29	Данная работа
2430719.5781	0.0177	<i>PG</i>	-3534	0.0002	49	Данная работа
2430939.8995	0.0076	<i>PG</i>	-3431	-0.0259	116	Васильяновская (1955)
2431733.5940	0.0059	<i>PG</i>	-3060	-0.0099	175	Васильяновская (1955)
2433293.1667	0.0088	<i>PG</i>	-2331	0.0166	59	Васильяновская (1955)
2433509.1885	0.0026	<i>V</i>	-2230	-0.0733	354	Оостерхоф (1957)
2434272.9761	0.0165	<i>PG</i>	-1873	0.0286	54	Данная работа
2435194.9933	0.0016	<i>V</i>	-1442	-0.0331	148	Воли, Эгген (1957)
2436024.9992	0.0034	<i>B</i>	-1054	-0.0310	55	Банер, Мавридис (1971)
2436027.1880	0.0062	<i>V</i>	-1053	-0.0243	63	Банер, Мавридис (1971)
2436797.2963	0.0077	<i>B</i>	-693	-0.0196	43	Оостерхоф (1960)
2436797.3294	0.0059	<i>V</i>	-693	-0.0292	45	Оостерхоф (1960)
2436799.4237	0.0092	<i>B</i>	-692	-0.0315	71	AAVSO
2436799.4570	0.0055	<i>V</i>	-692	-0.0409	71	AAVSO
2436801.5280	0.0073	<i>B</i>	-691	-0.0665	26	Веавер и др. (1961)
2436801.5793	0.0066	<i>V</i>	-691	-0.0579	26	Веавер и др. (1961)
2436814.4504	0.0023	<i>V</i>	-685	-0.0226	324	Кокито, Мазани (1960)
2437787.8174	0.0061	<i>VIS</i>	-230	-0.0350	114	Лозен (1964)
2438228.4764	0.0143	<i>B</i>	-24	-0.0280	13	Кви, Браун (1967)
2438228.5318	0.0209	<i>V</i>	-24	-0.0154	14	Кви, Браун (1967)
2438510.9113	0.0019	<i>V</i>	108	-0.0229	390	Васильяновская (1966)
2439105.5488	0.0064	<i>B</i>	386	-0.0667	31	Таказе (1969)
2439105.6320	0.0088	<i>V</i>	386	-0.0262	31	Таказе (1969)
2440620.3172	0.0148	<i>V</i>	1094	0.0378	33	Фельтц, Мак Намара (1980)

Таблица 4. Продолжение

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2442496.4415	0.0013	<i>B</i>	1971	0.0430	181	Гисекинг, Радеке (1978)
2442507.1719	0.0027	<i>V</i>	1976	0.0342	216	Гисекинг, Радеке (1978)
2443264.4514	0.0021	<i>V</i>	2330	0.0031	60	Нива, Шмидт (1979)
2443270.8353	0.0044	<i>B</i>	2333	0.0119	58	Нива, Шмидт (1979)
2443735.0786	0.0039	<i>B</i>	2550	0.0281	48	Хенден (1980)
2443737.2957	0.0051	<i>V</i>	2551	0.0631	49	Хенден (1980)
2444438.9394	0.0049	<i>V</i>	2879	0.0180	57	Мофет, Бэрнс (1984)
2444445.3136	0.0048	<i>B</i>	2882	0.0170	51	Мофет, Бэрнс (1984)
2447130.1057	0.0024	<i>B</i>	4137	-0.0064	135	Мэтьюз и др. (1992)
2447130.1398	0.0029	<i>V</i>	4137	-0.0150	141	Мэтьюз и др. (1992)
2448013.7071	0.0019	<i>V</i>	4550	0.0233	107	Hipparcos
2448430.8479	0.0027	<i>V</i>	4745	0.0015	132	Hipparcos
2448805.2023	0.0431	<i>V</i>	4920	-0.0208	8	Бердников и др. (1993)
2448880.0782	0.0013	<i>B</i>	4955	0.0225	263	Бердников, Ибрагимов (1994a)
2448880.1260	0.0010	<i>V</i>	4955	0.0276	262	Бердников, Ибрагимов (1994a)
2449226.6401	0.0017	<i>B</i>	5117	0.0186	99	Бердников, Ибрагимов (1994b)
2449226.6803	0.0021	<i>V</i>	5117	0.0160	99	Бердников, Ибрагимов (1994b)
2449628.8103	0.0042	<i>B</i>	5305	0.0013	121	Бердников и др. (1995)
2449628.8539	0.0035	<i>V</i>	5305	0.0021	121	Бердников и др. (1995)
2450798.9736	0.0121	<i>V</i>	5852	-0.0726	42	Игнатова, Возякова (2000)
2450798.9774	0.0060	<i>B</i>	5852	-0.0261	42	Игнатова, Возякова (2000)
2453426.0677	0.0050	<i>V</i>	7080	-0.0332	62	AAVSO
2453699.8156	0.0082	<i>B</i>	7208	-0.0723	29	AAVSO
2453712.6418	0.0024	<i>V</i>	7214	-0.1247	2106	AAVSO
2453753.3123	0.0006	<i>B</i>	7233	-0.0579	2019	AAVSO
2453753.3609	0.0020	<i>V</i>	7233	-0.0521	2049	AAVSO
2453778.9867	0.0104	<i>B</i>	7245	-0.0552	26	AAVSO
2454072.1047	0.0027	<i>V</i>	7382	-0.0634	97	AAVSO
2454174.7351	0.0121	<i>V</i>	7430	-0.1192	256	AAVSO
2454472.1758	0.0038	<i>V</i>	7569	-0.0405	54	AAVSO
2454814.4248	0.0017	<i>V</i>	7729	-0.0787	94	AAVSO
2455139.5510	0.0041	<i>B</i>	7881	-0.0827	72	AAVSO
2455139.5958	0.0041	<i>V</i>	7881	-0.0806	72	AAVSO

Таблица 4. Окончание

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2455546.0391	0.0064	V	8071	-0.1034	40	AAVSO
2455982.4569	0.0055	V	8275	-0.1018	46	AAVSO
2456237.0172	0.0071	V	8394	-0.1177	19	AAVSO
2456722.6371	0.0031	V	8621	-0.1178	73	AAVSO
2457253.1657	0.0044	V	8869	-0.1344	144	ASAS-SN
2457659.6350	0.0073	V	9059	-0.1312	152	ASAS-SN
2458010.4986	0.0073	V	9223	-0.1121	157	ASAS-SN
2458181.5970	0.0011	V	9303	-0.1573	829	AAVSO
2458359.2111	0.0088	V	9386	-0.1047	107	ASAS-SN
2458414.8244	0.0050	g'	9412	-0.1047	154	ASAS-SN
2458442.5519	0.0035	B	9425	-0.1537	78	AAVSO
2458851.2059	0.0038	g'	9616	-0.1393	237	ASAS-SN
2458936.7787	0.0022	g'	9656	-0.1383	354	ASAS-SN
2459189.2158	0.0080	g'	9774	-0.1381	111	ASAS-SN

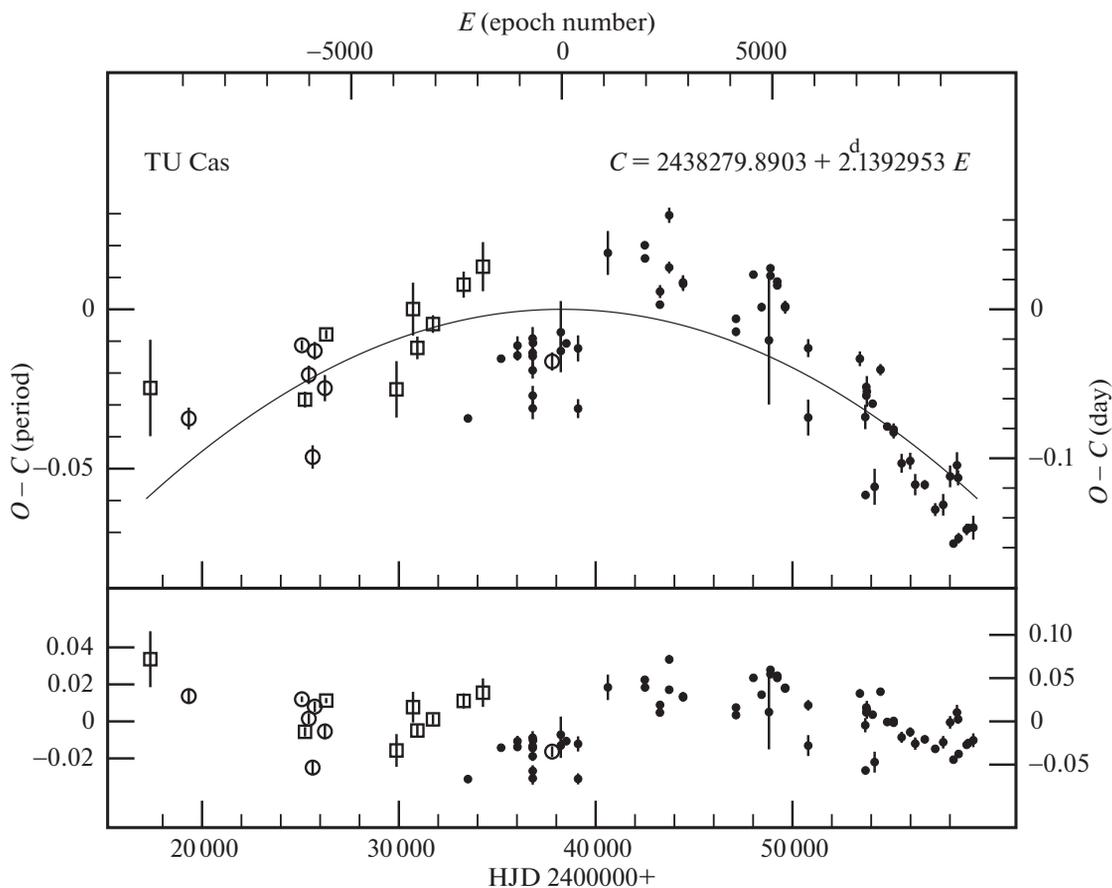


Рис. 2. Диаграмма $O - C$ для TU Cas относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов основного тона (1). Линия — парабола, соответствующая элементам (1).

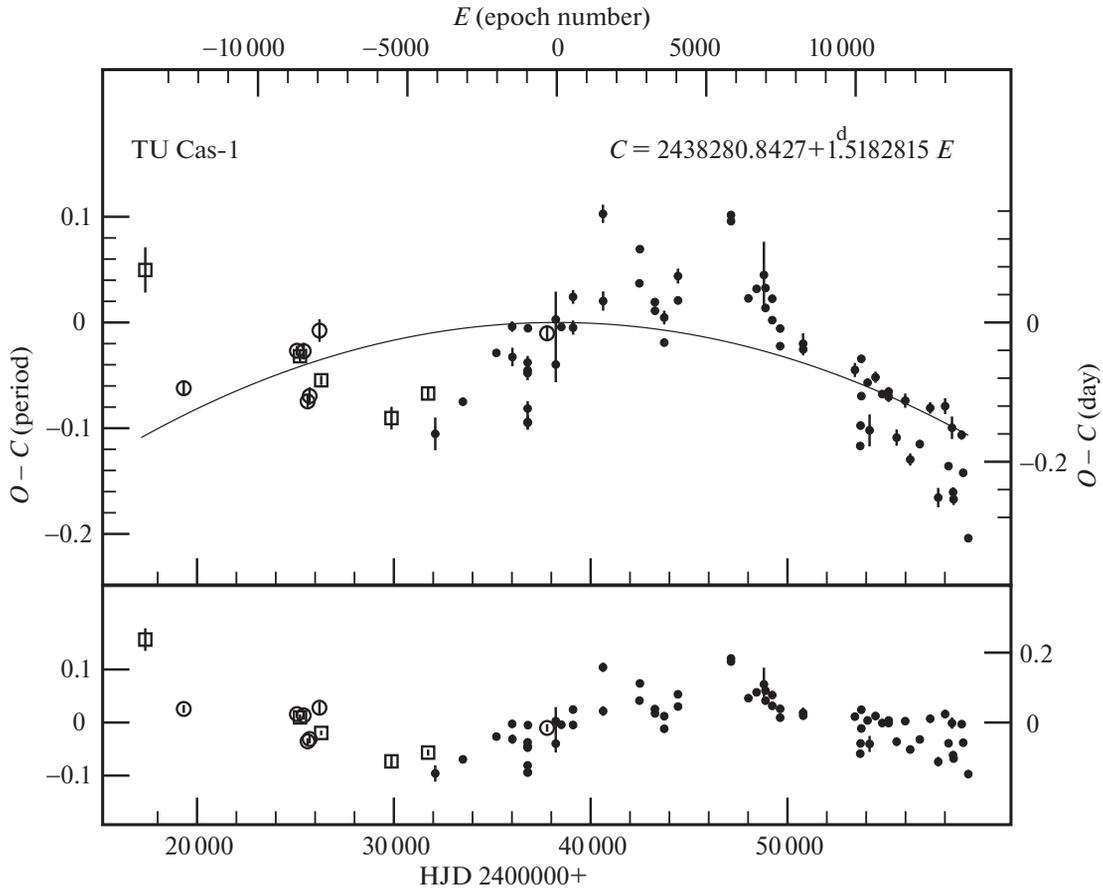


Рис. 3. Диаграмма $O - C$ для TU Cas относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов первого оборота (2). Линия — парабола, соответствующая элементам (2).

нового тона:

$$\begin{aligned} \text{MaxHJD} = & 2438279.8903 (\pm 0.0056) + \\ & + 2^d 139295285 (\pm 0.00000088) E - \\ & - 0.130557 \times 10^{-8} (\pm 0.146 \times 10^{-9}) E^2, \end{aligned} \quad (1)$$

и из табл. 5 — для первого оборота:

$$\begin{aligned} \text{MaxHJD} = & 2438280.8427 (\pm 0.0128) + \\ & + 1^d 518281451 (\pm 0.0000014) E - \\ & - 0.854888 \times 10^{-9} (\pm 0.164 \times 10^{-9}) E^2, \end{aligned} \quad (2)$$

линейная часть которых использована для вычисления остатков $O - C$ в пятых столбцах табл. 4 и 5. Элементы (1) и (2) использовались для проведения парабол на верхней части рис. 2 и 3, на нижней части которых показаны отклонения от этих парабол.

Из табл. 4 следует, что максимумы блеска основного тона в фильтре B и g' наступают раньше, чем в фильтре V , на $0^d 0428$ и $0^d 0085$ соответственно. Согласно табл. 5, максимумы первого оборота в фильтре B наступают позже, а в фильтре g'

раньше, чем в фильтре V , на $0^d 0104$ и $0^d 0769$ соответственно. Эти поправки учитывались при построении рис. 2 и 3 и определении элементов (1) и (2), которые, таким образом, относятся к системе V .

Для подтверждения реальности изменений периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном (1993). Для этого мы вычислили разности $\Delta(O - C)_i$ последовательных остатков $O - C$ из табл. 4 и 5: $\Delta(O - C)_i = (O - C)_{i+1} - (O - C)_i$, и построили графики зависимости $P'_i = \Delta(O - C)_i / (E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ для основного тона (рис. 4) и первого оборота (рис. 5). Величины P'_i , которые имеют смысл периода в интервале эпох $E_i \div E_{i+1}$, соответствуют поведению остатков $O - C$ на рис. 3 и 4, т.е. обнаруженные изменения периодов являются реальными.

Квадратичные члены элементов (1) и (2) позволяют вычислить скорости эволюционного уменьшения периода для основного тона $dP_0/dt =$

Таблица 5. Моменты максимума блеска TU Cas: первый оборот

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2417371.1564	0.0325	<i>PG</i>	-13772	0.0754	22	Данная работа
2419325.0044	0.0114	<i>VIS</i>	-12485	-0.0944	145	Ван Бисброк, Кастелс (1914)
2425073.2718	0.0071	<i>VIS</i>	-8699	-0.0406	518	Рыбка (1929)
2425232.6939	0.0081	<i>PG</i>	-8594	-0.0484	191	Загар (1928)
2425420.9577	0.0121	<i>VIS</i>	-8470	-0.0411	196	Кукаркин (1940)
2425618.2620	0.0088	<i>VIS</i>	-8340	-0.1134	173	Савье (1929)
2425721.5129	0.0126	<i>VIS</i>	-8272	-0.1056	204	Загар (1931)
2426221.1215	0.0162	<i>VIS</i>	-7943	-0.0116	123	Кукаркин (1940)
2426309.1209	0.0067	<i>PG</i>	-7885	-0.0830	243	Эренфойхт (1934)
2429880.0646	0.0162	<i>PG</i>	-5533	-0.1373	30	Данная работа
2431739.9947	0.0087	<i>PG</i>	-4308	-0.1020	179	Васильяновская (1955)
2432104.3138	0.0235	<i>V</i>	-4068	-0.1600	26	Гордон, Крон (1947)
2433507.2520	0.0052	<i>V</i>	-3144	-0.1138	342	Оостерхоф (1957)
2435210.8338	0.0019	<i>V</i>	-2022	-0.0438	176	Воли, Эгген (1957)
2436011.0165	0.0075	<i>B</i>	-1495	-0.0059	58	Банер, Мавридис (1971)
2436024.6269	0.0133	<i>V</i>	-1486	-0.0496	62	Банер, Мавридис (1971)
2436795.9011	0.0101	<i>B</i>	-978	-0.0728	41	Оостерхоф (1960)
2436797.4241	0.0095	<i>V</i>	-977	-0.0576	45	Оостерхоф (1960)
2436798.8868	0.0105	<i>B</i>	-976	-0.1236	68	AAVSO
2436798.9313	0.0090	<i>V</i>	-976	-0.0687	71	AAVSO
2436801.8925	0.0100	<i>V</i>	-974	-0.1441	26	Веавер и др. (1961)
2436801.9040	0.0097	<i>B</i>	-974	-0.1430	26	Веавер и др. (1961)
2436814.1745	0.0051	<i>V</i>	-966	-0.0083	324	Кокито, Мазани (1960)
2437787.3857	0.0111	<i>VIS</i>	-325	-0.0156	114	Лозен (1964)
2438227.6424	0.0255	<i>V</i>	-35	-0.0604	14	Кви, Браун (1967)
2438227.7175	0.0401	<i>B</i>	-35	0.0042	11	Кви, Браун (1967)
2438510.0968	0.0029	<i>V</i>	151	-0.0064	385	Васильяновская (1966)
2439105.2726	0.0102	<i>B</i>	543	-0.0073	31	Таказе (1969)
2439105.3063	0.0099	<i>V</i>	543	0.0367	31	Таказе (1969)
2440626.7540	0.0132	<i>B</i>	1545	0.1560	34	Фельтц, Мак Намара (1980)
2440634.2097	0.0138	<i>V</i>	1550	0.0308	32	Фельтц, Мак Намара (1980)
2442477.4392	0.0021	<i>B</i>	2764	0.0562	225	Гисекинг, Радеке (1978)
2442501.7704	0.0022	<i>V</i>	2780	0.1053	235	Гисекинг, Радеке (1978)

Таблица 5. Продолжение

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2443263.8717	0.0042	<i>V</i>	3282	0.0293	60	Нива, Шмидт (1979)
2443269.9429	0.0051	<i>B</i>	3286	0.0169	58	Нива, Шмидт (1979)
2443737.5277	0.0052	<i>B</i>	3594	-0.0289	49	Хенден (1980)
2443737.5533	0.0099	<i>V</i>	3594	0.0071	49	Хенден (1980)
2444437.5510	0.0107	<i>B</i>	4055	0.0666	56	Мофет, Бэрнс (1984)
2444439.0239	0.0058	<i>V</i>	4056	0.0316	57	Мофет, Бэрнс (1984)
2447131.0596	0.0040	<i>V</i>	5829	0.1543	141	Мэтьюз и др. (1992)
2447131.0612	0.0047	<i>B</i>	5829	0.1455	141	Мэтьюз и др. (1992)
2448013.0614	0.0049	<i>V</i>	6410	0.0346	107	Hipparcos
2448430.6025	0.0039	<i>V</i>	6685	0.0483	132	Hipparcos
2448804.1197	0.0477	<i>V</i>	6931	0.0682	7	Бердников и др. (1993)
2448881.5151	0.0013	<i>B</i>	6982	0.0209	260	Бердников, Ибрагимов (1994а)
2448881.5333	0.0022	<i>V</i>	6982	0.0495	262	Бердников, Ибрагимов (1994а)
2449226.1474	0.0034	<i>B</i>	7209	0.0033	99	Бердников, Ибрагимов (1994б)
2449226.1678	0.0048	<i>V</i>	7209	0.0341	99	Бердников, Ибрагимов (1994б)
2449628.4547	0.0041	<i>B</i>	7474	-0.0340	121	Бердников и др. (1995)
2449628.4696	0.0021	<i>V</i>	7474	-0.0087	121	Бердников и др. (1995)
2450794.4880	0.0149	<i>V</i>	8242	-0.0304	41	Игнатова, Возякова (2000)
2450799.0450	0.0087	<i>B</i>	8245	-0.0386	42	Игнатова, Возякова (2000)
2453427.1502	0.0101	<i>V</i>	9976	-0.0682	62	AAVSO
2453697.2952	0.0022	<i>V</i>	10154	-0.1774	768	AAVSO
2453712.5073	0.0004	<i>V</i>	10164	-0.1481	2105	AAVSO
2453753.5537	0.0008	<i>B</i>	10191	-0.1057	2005	AAVSO
2453753.5967	0.0043	<i>V</i>	10191	-0.0522	2036	AAVSO
2454070.8833	0.0056	<i>V</i>	10400	-0.0865	97	AAVSO
2454172.5397	0.0229	<i>V</i>	10467	-0.1549	237	AAVSO
2454473.2358	0.0080	<i>V</i>	10665	-0.0786	54	AAVSO
2454813.3066	0.0035	<i>V</i>	10889	-0.1028	94	AAVSO
2455139.7405	0.0068	<i>V</i>	11104	-0.0994	72	AAVSO
2455139.7434	0.0072	<i>B</i>	11104	-0.1069	72	AAVSO
2455546.5740	0.0117	<i>V</i>	11372	-0.1654	40	AAVSO
2455983.8921	0.0102	<i>V</i>	11660	-0.1123	46	AAVSO
2456237.3606	0.0087	<i>V</i>	11827	-0.1969	19	AAVSO

Таблица 5. Окончание

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2456723.2328	0.0058	V	12147	-0.1747	73	AAVSO
2457251.6467	0.0082	V	12495	-0.1228	145	ASAS-SN
2457659.9356	0.0139	V	12764	-0.2515	157	ASAS-SN
2458010.7900	0.0114	V	12995	-0.1202	158	ASAS-SN
2458182.2696	0.0015	V	13108	-0.2063	829	AAVSO
2458359.9636	0.0161	V	13225	-0.1512	104	ASAS-SN
2458416.0476	0.0070	g'	13262	-0.1783	154	ASAS-SN
2458441.8587	0.0084	B	13279	-0.2539	78	AAVSO
2458851.8765	0.0068	g'	13549	-0.0962	236	ASAS-SN
2458927.7362	0.0040	g'	13599	-0.1505	352	ASAS-SN
2459188.7867	0.0058	g'	13771	-0.2445	111	ASAS-SN

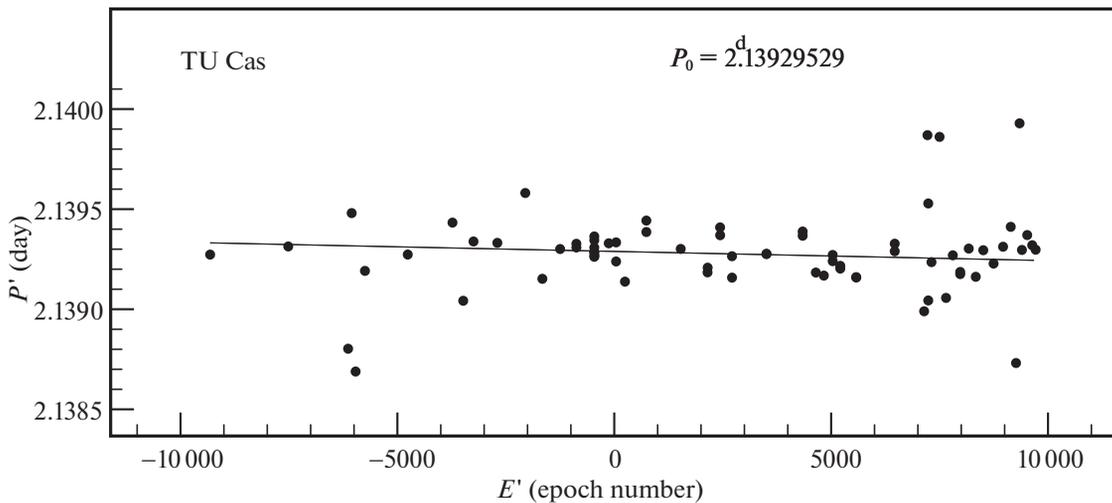


Рис. 4. Зависимость $P_{0i} = [(O - C)_{i+1} - (O - C)_i] / (E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1}) / 2$ для основного тона. Линия соответствует поведению остатков $O - C$ на рис. 2.

$= -0.039 (\pm 0.004)$ с/год и первого обертона $dP_1/dt = -0.036 (\pm 0.007)$ с/год.

Значение \dot{P}_0 соответствует теоретическим расчетам для второго пересечения полосы неустойчивости (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014), а величина \dot{P}_1 соответствует положению малоамплитудных цефеид (DCEPS), которые пульсируют в первом обортоне (см. также Бердников и др., 2000).

Для TU Cas величины \dot{P}_0 и \dot{P}_1 совпадают в пределах ошибок, что отличается от результатов исследования периодов AS Cas (Бердников и др.,

2021a), где период обертоновых пульсаций меняется быстрее. Чтобы понять причины таких различий, мы намерены изучить периоды других бимодальных цефеид.

Следует отметить, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых. Поэтому мы приводим их в табл. 6 и 7 с тем, чтобы их можно было использовать в будущих исследованиях, а также для установления связи с нашими данными, если будут использоваться другие стандартные кривые. Таблицы 6 и 7 содержат звездные величины TU Cas для основного тона и

Таблица 6. Стандартные кривые основного тона TU Cas в фильтрах B , V и g'

Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'
0.000	7.823	7.379	8.080	0.335	8.465	7.816	8.609	0.670	8.763	8.038	8.773
0.005	7.824	7.379	8.080	0.340	8.474	7.821	8.616	0.675	8.763	8.040	8.773
0.010	7.827	7.381	8.082	0.345	8.482	7.827	8.622	0.680	8.763	8.043	8.774
0.015	7.829	7.383	8.084	0.350	8.491	7.832	8.629	0.685	8.762	8.045	8.774
0.020	7.834	7.385	8.087	0.355	8.499	7.838	8.635	0.690	8.762	8.046	8.775
0.025	7.840	7.388	8.092	0.360	8.507	7.843	8.641	0.695	8.762	8.047	8.775
0.030	7.847	7.392	8.096	0.365	8.516	7.848	8.648	0.700	8.761	8.048	8.775
0.035	7.855	7.396	8.102	0.370	8.524	7.854	8.653	0.705	8.760	8.049	8.775
0.040	7.863	7.401	8.108	0.375	8.532	7.859	8.660	0.710	8.759	8.049	8.775
0.045	7.872	7.406	8.115	0.380	8.540	7.864	8.665	0.715	8.758	8.048	8.774
0.050	7.882	7.412	8.122	0.385	8.545	7.870	8.671	0.720	8.757	8.047	8.774
0.055	7.891	7.419	8.130	0.390	8.553	7.875	8.677	0.725	8.755	8.045	8.772
0.060	7.902	7.425	8.138	0.395	8.560	7.880	8.682	0.730	8.753	8.042	8.771
0.065	7.912	7.432	8.146	0.400	8.568	7.885	8.688	0.735	8.751	8.038	8.769
0.070	7.923	7.440	8.155	0.405	8.575	7.890	8.693	0.740	8.748	8.034	8.766
0.075	7.934	7.447	8.164	0.410	8.582	7.895	8.698	0.745	8.745	8.029	8.762
0.080	7.945	7.455	8.173	0.415	8.589	7.899	8.704	0.750	8.742	8.024	8.759
0.085	7.956	7.463	8.182	0.420	8.594	7.904	8.709	0.755	8.738	8.017	8.754
0.090	7.967	7.472	8.192	0.425	8.601	7.909	8.714	0.760	8.733	8.009	8.748
0.095	7.978	7.480	8.202	0.430	8.607	7.913	8.719	0.765	8.728	8.001	8.742
0.100	7.990	7.489	8.211	0.435	8.614	7.918	8.724	0.770	8.722	7.991	8.735
0.105	8.001	7.497	8.221	0.440	8.620	7.922	8.728	0.775	8.715	7.981	8.727
0.110	8.012	7.506	8.231	0.445	8.626	7.926	8.733	0.780	8.707	7.970	8.718
0.115	8.023	7.515	8.240	0.450	8.632	7.930	8.737	0.785	8.698	7.958	8.708
0.120	8.034	7.524	8.250	0.455	8.638	7.934	8.741	0.790	8.689	7.944	8.697
0.125	8.045	7.533	8.259	0.460	8.644	7.937	8.746	0.795	8.678	7.931	8.686
0.130	8.056	7.542	8.269	0.465	8.650	7.941	8.750	0.800	8.667	7.916	8.673
0.135	8.067	7.550	8.278	0.470	8.655	7.944	8.753	0.805	8.654	7.900	8.660
0.140	8.078	7.559	8.287	0.475	8.661	7.947	8.757	0.810	8.640	7.884	8.645
0.145	8.089	7.568	8.297	0.480	8.667	7.950	8.760	0.815	8.627	7.867	8.630
0.150	8.100	7.576	8.306	0.485	8.672	7.953	8.764	0.820	8.611	7.849	8.614
0.155	8.110	7.585	8.315	0.490	8.677	7.956	8.767	0.825	8.592	7.831	8.597
0.160	8.121	7.593	8.324	0.495	8.682	7.958	8.769	0.830	8.573	7.813	8.579

Таблица 6. Окончание

Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'
0.165	8.132	7.601	8.333	0.500	8.688	7.961	8.772	0.835	8.552	7.794	8.561
0.170	8.143	7.609	8.341	0.505	8.693	7.963	8.774	0.840	8.530	7.775	8.542
0.175	8.154	7.617	8.350	0.510	8.698	7.965	8.776	0.845	8.506	7.756	8.522
0.180	8.164	7.625	8.359	0.515	8.702	7.968	8.778	0.850	8.481	7.736	8.502
0.185	8.175	7.633	8.368	0.520	8.707	7.970	8.779	0.855	8.454	7.717	8.482
0.190	8.186	7.640	8.376	0.525	8.711	7.971	8.781	0.860	8.427	7.698	8.461
0.195	8.197	7.648	8.385	0.530	8.715	7.973	8.782	0.865	8.398	7.678	8.440
0.200	8.207	7.655	8.393	0.535	8.720	7.975	8.782	0.870	8.367	7.659	8.419
0.205	8.218	7.662	8.402	0.540	8.724	7.977	8.783	0.875	8.336	7.640	8.398
0.210	8.228	7.669	8.410	0.545	8.727	7.979	8.783	0.880	8.304	7.621	8.377
0.215	8.239	7.676	8.419	0.550	8.731	7.980	8.783	0.885	8.271	7.602	8.356
0.220	8.249	7.682	8.427	0.555	8.734	7.982	8.783	0.890	8.237	7.584	8.335
0.225	8.260	7.689	8.436	0.560	8.738	7.984	8.783	0.895	8.202	7.567	8.314
0.230	8.270	7.695	8.444	0.565	8.741	7.985	8.783	0.900	8.167	7.550	8.294
0.235	8.280	7.701	8.453	0.570	8.744	7.987	8.782	0.905	8.132	7.534	8.275
0.240	8.290	7.708	8.461	0.575	8.746	7.989	8.781	0.910	8.095	7.518	8.256
0.245	8.300	7.714	8.470	0.580	8.749	7.991	8.781	0.915	8.079	7.503	8.238
0.250	8.310	7.720	8.478	0.585	8.751	7.993	8.780	0.920	8.052	7.489	8.220
0.255	8.320	7.726	8.486	0.590	8.753	7.995	8.779	0.925	8.024	7.476	8.204
0.260	8.330	7.732	8.495	0.595	8.755	7.997	8.778	0.930	7.998	7.463	8.188
0.265	8.340	7.738	8.503	0.600	8.757	7.999	8.777	0.935	7.974	7.451	8.173
0.270	8.349	7.743	8.511	0.605	8.759	8.002	8.776	0.940	7.951	7.440	8.159
0.275	8.358	7.749	8.519	0.610	8.760	8.004	8.775	0.945	7.930	7.430	8.146
0.280	8.368	7.755	8.527	0.615	8.760	8.007	8.774	0.950	7.911	7.421	8.135
0.285	8.377	7.760	8.535	0.620	8.760	8.010	8.774	0.955	7.894	7.413	8.124
0.290	8.386	7.766	8.543	0.625	8.761	8.012	8.773	0.960	7.878	7.406	8.115
0.295	8.395	7.772	8.551	0.630	8.762	8.015	8.772	0.965	7.865	7.399	8.106
0.300	8.404	7.777	8.558	0.635	8.762	8.018	8.772	0.970	7.853	7.394	8.099
0.305	8.413	7.783	8.566	0.640	8.762	8.021	8.772	0.975	7.844	7.389	8.093
0.310	8.422	7.788	8.573	0.645	8.763	8.024	8.772	0.980	7.836	7.386	8.088
0.315	8.431	7.794	8.581	0.650	8.763	8.027	8.772	0.985	7.830	7.383	8.085
0.320	8.439	7.799	8.588	0.655	8.763	8.030	8.772	0.990	7.826	7.381	8.082
0.325	8.448	7.805	8.595	0.660	8.763	8.033	8.772	0.995	7.824	7.379	8.080
0.330	8.457	7.810	8.602	0.665	8.763	8.035	8.772				

Таблица 7. Стандартные кривые первого обертона TU Cas в фильтрах B , V и g'

Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'
0.000	8.159	7.615	8.344	0.335	8.423	7.786	8.571	0.670	8.502	7.844	8.594
0.005	8.159	7.615	8.344	0.340	8.427	7.788	8.574	0.675	8.498	7.841	8.591
0.010	8.159	7.615	8.344	0.345	8.431	7.791	8.577	0.680	8.494	7.837	8.588
0.015	8.160	7.616	8.345	0.350	8.435	7.794	8.580	0.685	8.490	7.834	8.584
0.020	8.161	7.616	8.346	0.355	8.439	7.796	8.583	0.690	8.485	7.831	8.580
0.025	8.162	7.617	8.347	0.360	8.442	7.799	8.586	0.695	8.480	7.827	8.576
0.030	8.163	7.618	8.347	0.365	8.446	7.802	8.589	0.700	8.475	7.823	8.572
0.035	8.165	7.619	8.349	0.370	8.450	7.804	8.592	0.705	8.470	7.819	8.568
0.040	8.167	7.620	8.350	0.375	8.453	7.807	8.595	0.710	8.464	7.815	8.564
0.045	8.168	7.621	8.352	0.380	8.457	7.809	8.597	0.715	8.459	7.812	8.559
0.050	8.171	7.623	8.354	0.385	8.460	7.812	8.600	0.720	8.453	7.807	8.555
0.055	8.173	7.624	8.356	0.390	8.463	7.814	8.602	0.725	8.447	7.803	8.551
0.060	8.176	7.626	8.358	0.395	8.467	7.817	8.605	0.730	8.441	7.799	8.546
0.065	8.178	7.628	8.360	0.400	8.470	7.819	8.607	0.735	8.434	7.794	8.541
0.070	8.181	7.630	8.362	0.405	8.473	7.822	8.609	0.740	8.428	7.790	8.537
0.075	8.184	7.632	8.365	0.410	8.476	7.824	8.612	0.745	8.421	7.785	8.532
0.080	8.188	7.634	8.368	0.415	8.479	7.826	8.614	0.750	8.414	7.781	8.527
0.085	8.191	7.636	8.370	0.420	8.482	7.829	8.616	0.755	8.408	7.776	8.522
0.090	8.195	7.638	8.373	0.425	8.485	7.831	8.618	0.760	8.401	7.771	8.517
0.095	8.199	7.641	8.377	0.430	8.488	7.834	8.620	0.765	8.394	7.766	8.512
0.100	8.203	7.643	8.380	0.435	8.491	7.836	8.621	0.770	8.386	7.762	8.507
0.105	8.207	7.646	8.383	0.440	8.494	7.838	8.623	0.775	8.379	7.757	8.502
0.110	8.211	7.648	8.387	0.445	8.497	7.840	8.625	0.780	8.372	7.752	8.496
0.115	8.215	7.651	8.390	0.450	8.499	7.843	8.626	0.785	8.365	7.747	8.491
0.120	8.219	7.654	8.394	0.455	8.502	7.845	8.628	0.790	8.357	7.742	8.486
0.125	8.224	7.657	8.398	0.460	8.504	7.847	8.629	0.795	8.350	7.737	8.481
0.130	8.228	7.660	8.402	0.465	8.507	7.849	8.630	0.800	8.342	7.732	8.476
0.135	8.233	7.663	8.406	0.470	8.509	7.851	8.632	0.805	8.335	7.727	8.470
0.140	8.238	7.666	8.410	0.475	8.512	7.853	8.633	0.810	8.328	7.723	8.465
0.145	8.243	7.669	8.414	0.480	8.514	7.855	8.634	0.815	8.320	7.718	8.460
0.150	8.247	7.672	8.418	0.485	8.516	7.856	8.635	0.820	8.313	7.713	8.455
0.155	8.252	7.675	8.422	0.490	8.518	7.858	8.636	0.825	8.306	7.708	8.450
0.160	8.257	7.678	8.427	0.495	8.521	7.860	8.637	0.830	8.298	7.704	8.445

Таблица 7. Окончание

Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'	Фаза	B	V	g'
0.165	8.262	7.682	8.431	0.500	8.522	7.861	8.637	0.835	8.291	7.699	8.439
0.170	8.267	7.685	8.435	0.505	8.524	7.863	8.638	0.840	8.284	7.695	8.435
0.175	8.272	7.688	8.440	0.510	8.526	7.864	8.638	0.845	8.277	7.690	8.430
0.180	8.277	7.691	8.444	0.515	8.528	7.866	8.639	0.850	8.270	7.686	8.425
0.185	8.283	7.695	8.448	0.520	8.529	7.867	8.639	0.855	8.264	7.681	8.420
0.190	8.288	7.698	8.453	0.525	8.531	7.868	8.639	0.860	8.257	7.677	8.415
0.195	8.293	7.701	8.457	0.530	8.532	7.869	8.639	0.865	8.250	7.673	8.411
0.200	8.298	7.704	8.462	0.535	8.533	7.870	8.639	0.870	8.244	7.669	8.406
0.205	8.303	7.708	8.466	0.540	8.535	7.871	8.639	0.875	8.238	7.665	8.402
0.210	8.308	7.711	8.471	0.545	8.535	7.872	8.639	0.880	8.232	7.662	8.398
0.215	8.313	7.714	8.475	0.550	8.536	7.872	8.639	0.885	8.226	7.658	8.394
0.220	8.318	7.717	8.480	0.555	8.537	7.873	8.638	0.890	8.221	7.654	8.390
0.225	8.323	7.721	8.484	0.560	8.538	7.873	8.638	0.895	8.215	7.651	8.386
0.230	8.328	7.724	8.489	0.565	8.538	7.873	8.637	0.900	8.210	7.648	8.382
0.235	8.333	7.727	8.493	0.570	8.538	7.873	8.636	0.905	8.205	7.645	8.379
0.240	8.338	7.730	8.498	0.575	8.538	7.873	8.635	0.910	8.201	7.642	8.375
0.245	8.343	7.733	8.502	0.580	8.538	7.873	8.634	0.915	8.196	7.639	8.372
0.250	8.348	7.736	8.506	0.585	8.538	7.873	8.633	0.920	8.192	7.636	8.369
0.255	8.353	7.740	8.510	0.590	8.538	7.872	8.632	0.925	8.188	7.634	8.366
0.260	8.358	7.743	8.515	0.595	8.537	7.872	8.631	0.930	8.184	7.631	8.363
0.265	8.363	7.746	8.519	0.600	8.536	7.871	8.629	0.935	8.181	7.629	8.361
0.270	8.367	7.749	8.523	0.605	8.535	7.870	8.627	0.940	8.177	7.627	8.358
0.275	8.372	7.752	8.527	0.610	8.534	7.869	8.626	0.945	8.174	7.625	8.356
0.280	8.377	7.755	8.531	0.615	8.532	7.867	8.624	0.950	8.172	7.623	8.354
0.285	8.381	7.758	8.535	0.620	8.531	7.866	8.622	0.955	8.169	7.622	8.352
0.290	8.386	7.760	8.539	0.625	8.529	7.865	8.620	0.960	8.167	7.620	8.350
0.295	8.390	7.763	8.543	0.630	8.527	7.863	8.617	0.965	8.165	7.619	8.349
0.300	8.394	7.766	8.546	0.635	8.524	7.861	8.615	0.970	8.163	7.618	8.348
0.305	8.399	7.769	8.550	0.640	8.522	7.859	8.613	0.975	8.162	7.617	8.347
0.310	8.403	7.772	8.554	0.645	8.519	7.857	8.610	0.980	8.161	7.616	8.346
0.315	8.407	7.775	8.557	0.650	8.516	7.854	8.607	0.985	8.160	7.616	8.345
0.320	8.411	7.778	8.561	0.655	8.513	7.852	8.604	0.990	8.159	7.615	8.344
0.325	8.415	7.780	8.564	0.660	8.510	7.849	8.601	0.995	8.159	7.615	8.344
0.330	8.420	7.783	8.568	0.665	8.506	7.847	8.598				

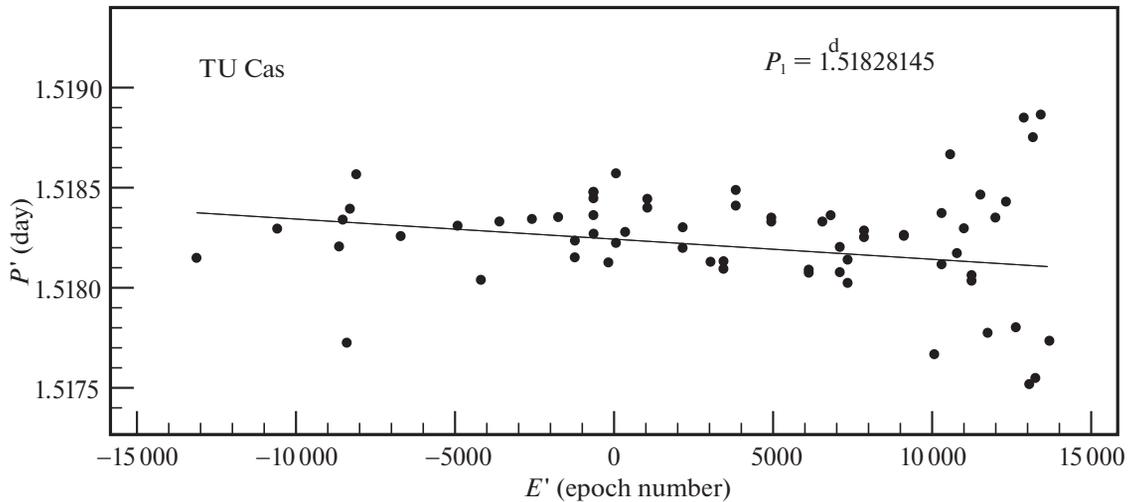


Рис. 5. Зависимость $P_{1i} = [(O - C)_{i+1} - (O - C)_i] / (E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ для первого обертона. Линия соответствует поведению остатков $O - C$ на рис. 3.

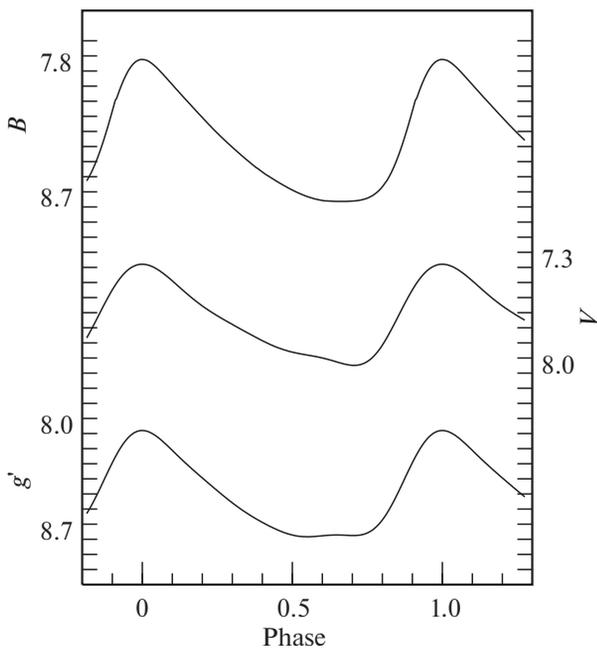


Рис. 6. Стандартные кривые основного тона TU Cas в фильтрах B , V и g' .

первого обертона, соответственно, для фаз от 0 до 0.995 с шагом 0.005 в фильтрах B , V и g' . Эти стандартные кривые графически изображены на рис. 6 и 7.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменяемости периодов основного тона и первого обертона TU Cas нами были сделаны 154 глазомерных оценки блеска на фотопластинках ГАИШ; кроме того, было собрано из раз-

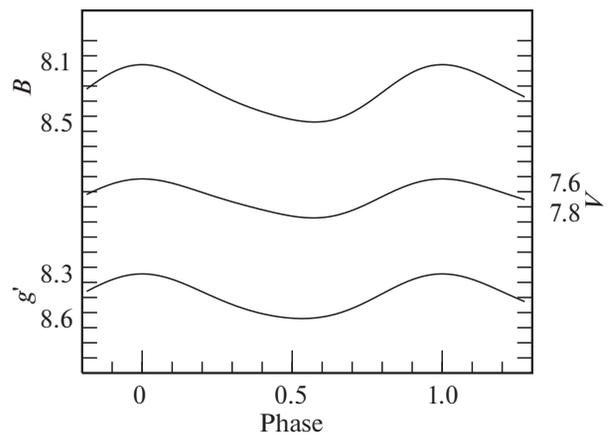


Рис. 7. Стандартные кривые первого обертона TU Cas в фильтрах B , V и g' .

личных источников 13 716 фотографических, визуальных, фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. В результате обработки всех имеющихся данных, охватывающих временной интервал с 1904 по 2021 г., были определены 80 и 77 моментов максимального блеска для построения $O - C$ диаграмм для основного тона и первого обертона TU Cas соответственно. Определены квадратичные элементы изменения блеска обоих колебаний и вычислены скорости эволюционных изменений их периодов: $dP_0/dt = -0.039 (\pm 0.004)$ с/год для основного тона и $dP_1/dt = -0.036 (\pm 0.007)$ с/год для первого обертона, что согласуется с результатами теоретических расчетов для второго пересечения полосы неустойчивости. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность изменений периодов.

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-02-00611). Мы благодарим AAVSO за использование наблюдений из их международной базы данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Банер, Мавридис (K. Bahner and L.N. Mavridis), *Ann. Faculty Technol. Univer. Thessaloniki* **5**, 65 (1971).
2. Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. **18**, 519 (1992) [L.N. Berdnikov, *Sov. Astron. Lett.* **18**, 207 (1992)].
3. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Пастухова Е.Н., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О. и Шатский Н.И., Письма в Астрон. журн. **47**, 448 (2021a) [L.N. Berdnikov, A.A. Belinskij, E.N. Pastukhova, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, and N.I. Shatskii], *Astron. Lett.* **47**, № 6 (2021a).
4. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.A. Belinskij, E.N. Pastukhova, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, and N.I. Shatskii), *Var. Stars* **41**, № 2, 1 (2021b).
5. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, O.V. Vosyakova, and M.A. Ibragimov), *Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars* № 4142, 1 (1995).
6. Бердников, Ибрагимов (L.N. Berdnikov and M.A. Ibragimov), *Astron. Astrophys. Trans.* **5**, 317 (1994a).
7. Бердников, Ибрагимов (L.N. Berdnikov and M.A. Ibragimov), *Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars* No. 3987, 1 (1994b).
8. Бердников Л.Н., Игнатова В.В., Фадеев Ю.А., Б.В. Кукаркин: *Переменные звезды — ключ к пониманию строения и эволюции Галактики* (ред. Н.Н. Самусь, А.В. Миронов, Нижний Архыз: CYGNUS, 2000), с. 18.
9. Бердников Л.Н., Кулагин Ю.В., Пастухова Е.Н., *Астрон. циркуляр* № 1554, 17 (1993).
10. Ван Бисброк, Кастелс (G. Van Biesbroeck and L. Kasteels), *Ann. Observ. Roy. Belg. (Ser. 2)* **13**, 184 (1914).
11. Васильяновская О., *Бюлл. Инст. астрофиз. АН Тадж. ССР* № 13, 28 (1955).
12. Васильяновская О., *Бюлл. Инст. астрофиз. АН Тадж. ССР* № 43–44, 21 (1966).
13. Вевер и др. (H. Weaver, D. Steinmetz, and R. Mitchell), *Lowell Observ. Bull.* **5**, 30 (1961).
14. Воли, Эгген (C.E. Worley and O.J. Eggen), *Astron. J.* **62**, 104 (1957).
15. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), *Astron. Nachr.* **210**, 17 (1919).
16. Гисекинг, Радеке (F. Gieseking and H.W. Radeke), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **33**, 207 (1978).
17. Гордон, Крон (K.C. Gordon and G.E. Kron), *Astrophys. J.* **106**, 318 (1947).
18. ЕКА (ESA), *The Hipparcos and Tycho catalogues*, ESA SP-1200, Noordwijk: ESA, 1997.
19. Загар (F. Zagar), *Mem. RAS* **4**, 248 (1928).
20. Загар (F. Zagar), *Mem. RAS* **5**, 393 (1931).
21. Игнатова, Возякова (V.V. Ignatova and O.V. Vozyakova), *Astron. Astrophys. Trans.* **19**, 133 (2000).
22. Каннон, Пикеринг (A.J. Cannon and E.C. Pickering), *Circ. Astron. Obs. Harvard College* № 164, 1 (1911).
23. Кафка (S. Kafka), <https://www.aavso.org>.
24. Кви, Браун (K.K. Kwee and L.D. Braun), *Bull. Astron. Inst. Netherl. Suppl. Ser.* **2**, 77 (1967).
25. Кокито, Мазани (G. Cocito and A. Masani), *Mem. RAS* **31**, 161 (1960).
26. Кукаркин Б.В., *Тр. ГАИШ* **13**, 118 (1940).
27. Лозен (E. Lohsen), *Sonneberg Mitt. Ver. Sterne* **2**, 52 (1964).
28. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), *MNRAS* **263**, 309 (1993).
29. Мофет, Бэрнс (T.J. Moffett and T.G. Barnes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **55**, 389 (1984).
30. Мэтьюз и др. (J.M. Matthews, W.P. Gieren, J.D. Fernie, and N. Dinshaw), *Astron. J.* **104**, 748 (1992).
31. Нива, Шмидт (G.D. Niva and E.G. Schmidt), *Astrophys. J.* **234**, 245 (1979).
32. Оостерхоф (P.Th. Oosterhoff), *Bull. Astron. Inst. Netherl.* **13**, 320 (1957).
33. Оостерхоф (P.Th. Oosterhoff), *Bull. Astron. Inst. Netherl.* **15**, 199 (1960).
34. Поретти (E. Poretti), *Astron. Astrophys.* **285**, 524 (1994).
35. Рыбка (E. Rybka), *Acta Astron. Ser.b* **1**, 21 (1929).
36. Савье (H.B. Sawyer), *Circ. Astron. Observ. Harvard College* No. 871, 9 (1929).
37. Симон (N.R. Simon), *Astron. Astrophys.* **75**, 140 (1979).
38. Таказе (B. Takase), *Ann. Tokyo Astron. Observ. II Ser.* № 191, 2233 (1969).
39. Тэрнер и др. (D.G. Turner, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L.N. Berdnikov), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 410 (2006).
40. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **40**, 301 (2014)].
41. Фельц, Мак Намара (K.A. Feltz and D.H. McNamara), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **92**, 609 (1980).
42. Хенден (A.A. Henden), *MNRAS* **192**, 621 (1980).
43. Эренфойхт (W. Ehrenfeucht), *Wilno Bull.* **15**, 8 (1934).
44. 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).

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ КОМПАКТНОЙ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ НЬ 12

© 2021 г. Н. П. Иконникова^{1*}, И. А. Шапошников^{1,2}, В. Ф. Есипов,
М. А. Бурлак¹, В. П. Архипова¹, А. В. Додин¹, С. А. Потанин^{1,2}, Н. И. Шатский¹

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

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

Поступила в редакцию 22.07.2021 г.

После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Представлены результаты новых спектральных наблюдений низкого разрешения молодой компактной планетарной туманности Нь 12, выполненные в 2011–2020 гг. на телескопах ГАИШ МГУ. В спектральном диапазоне $\lambda 3687$ – 9532 измерены интенсивности более 50 эмиссионных линий туманности, выявлены абсорбционные детали, относящиеся к межзвездной среде, проведен поиск абсорбций, принадлежащих возможному второму компоненту центральной звезды. По бальмеровскому декременту получена оценка коэффициента экстинкции с $(H\beta) = 1.15 \pm 0.07$. Путем анализа карт межзвездного поглощения определено расстояние $D \approx 2400$ пк. Прослежена история спектральных наблюдений Нь 12, начиная с первых спектров, полученных Алленом (1951) в 1945 г. Обнаружены систематический рост относительных интенсивностей небулярных линий [OIII] $\lambda 4959$ и $\lambda 5007$ и ослабление относительной интенсивности авроральной линии [OIII] $\lambda 4363$, что привело к увеличению в ~ 4 раза с 1945 г. по настоящее время отношения наблюдаемых потоков $F(\lambda 4959 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$. Сохраняет постоянство отношение интенсивностей линий [OIII]/[OII] $F(\lambda 4363)/F(\lambda 3727 + \lambda 3729)$, что свидетельствует о неизменности степени ионизации в среднем для туманности. Получена оценка температуры возбуждающей звезды $T \approx 41\,000$ К. Сделан вывод о том, что основной причиной спектральной переменности является уменьшение электронной температуры и, возможно, электронной концентрации в зоне образования линий [OIII].

Ключевые слова: планетарные туманности, спектральная переменность, Нь 12, параметры газовой оболочки, эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010821080027

ВВЕДЕНИЕ

Планетарные туманности (ПТ) — продукт поздней эволюции звезд малых и умеренных масс ($M \sim 0.8$ – $8.0M_{\odot}$). Время жизни таких звезд в пост-асимптотической (post-AGB) стадии эволюции зависит от массы звезды, а также от темпа потери массы на асимптотической ветви гигантов (AGB) и может занимать от 100 до нескольких тысяч лет. Интерес к исследованию наблюдательных проявлений эволюции post-AGB звезд и молодых планетарных туманностей в последнее время существенно возрос, что связано с построением Миллером Бертолами (2016) новых эволюционных моделей, временные шкалы которых в несколько раз короче,

чем у прежних моделей (Вассилиадис, Вуд, 1994; Блекер, 1995).

Уже обнаружено несколько объектов, изменение эмиссионных спектров которых может быть вызвано повышением температуры возбуждающей звезды, что согласуется с идеей быстрой эволюции в post-AGB стадии. Так, компактная ПТ низкого возбуждения Неп 2-260 показала изменение спектра за последние 30 лет: в середине 80-х годов прошлого столетия эмиссионные небулярные линии в ее спектре не обнаруживались (Акер и др., 1991), в 2001 г. поток в линии [OIII] $\lambda 5007$ был равен 5% от потока в линии $H\beta$ (Эскудеро и др., 2004), а в 2012 г. — уже около 7% (Гайдук и др., 2014). Авторы последней работы считают, что усиление небулярных линий связано с повышением степени

*Электронный адрес: ikonnikova@gmail.com

ионизации в туманности из-за роста температуры возбуждающей звезды.

Существуют ПТ, спектральная переменность которых связана не с эволюцией центральной звезды, а с изменением параметров газовой оболочки вследствие отдельного эпизода усиленной потери массы нестационарным ядром туманности. Ярким примером таких ПТ может служить IC 4997, для которой спектральные наблюдения проводятся более полувека (Костякова, Архипова, 2009; Архипова и др., 2020). Остается открытым вопрос о том, что спровоцировало усиление звездного ветра, было ли это событие единичным, повторится ли снова в подобном или ином виде.

Кондратьевой (2005) были обнаружены существенные изменения в двух ПТ: M 1-6 и M 1-11 по результатам 30–35 лет наблюдений. Значительное усиление линий [OIII] и HeI и ослабление линии [SII] (в M1-6), по мнению автора, свидетельствуют об изменении физических условий в туманностях. Разумно предположить, что все наблюдаемые эффекты вызваны увеличением $T_{\text{эф}}$, однако имеющиеся оценки этого звездного параметра не подтверждают данную гипотезу. В случае M 1-11 в 1996 г. были зарегистрированы внезапные увеличения $N_e(\text{SII})$, $T_e(\text{OIII})$ и $T_e(\text{NII})$. Автор предполагает, что эти изменения связаны с какими-то динамическими событиями в туманности.

Целью настоящей работы являлась проверка возможной спектральной переменности молодой компактной ПТ Hb 12.

ПТ Hb 12 (известная также как PNG 111.8-02.8, VV 286, Matryoshka nebula) была открыта Эдвином Хабблом 100 лет назад (Хаббл, 1921). Этот объект характеризуется сложной биполярной структурой и компактными размерами: угловой диаметр наиболее яркой в оптическом диапазоне части туманности составляет порядка 2–3", область слабой H α -эмиссии простирается приблизительно до 13" (Миранда, Сольф, 1989). Квок и Хсия (2007) изучили структуру туманности в линии [NII] по наблюдениям телескопа Хаббл. Позднее Вайтет и др. (2009) создали морфокинематическую модель Hb 12 на основе изображений туманности и длиннощелевой спектроскопии с высоким разрешением. Авторы впервые обнаружили на глубоком изображении Hb 12 в линии [NII] $\lambda 6584$ наличие торцевых узлов и измерили их лучевые скорости ~ 120 км/с. Кларк и др. (2014) представили спектроскопические наблюдения Hb 12 в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, полученные на телескопе Gemini-North с помощью спектрографа NIFS. Объединив NIFS с системой адаптивной оптики Altair, авторы подробно изучили внутреннюю структуру туманности.

ПТ Hb 12 выделяется пониженной металличностью (Фаундес-Абанс, Масель, 1986; Перинотто, 1991; Хьюнг, Аллер, 1996; Квиттер и др., 2003) и принадлежит тонкому диску Галактики. С учетом данных о химсоставе, расположении в Галактике и кинематических характеристиках Квереза и др. (2007) классифицировали Hb 12 как ПТ типа Pa по Пеймберту (1978).

Центральная звезда, возможно, представляет собой тесную двойную систему с периодом обращения 3.4 ч (Хсия и др., 2006), эффективная температура ядра туманности оценивается в 42 000 К (Прейте-Мартинес, Потташ, 1983).

ПТ Hb 12 имеет значительный избыток излучения в далекой ИК-области и отождествлена с ИК-источником IRAS 23239+5754. Жанг и Квок (1991) построили распределение энергии в спектре объекта в широком диапазоне длин волн от 0.1 до 100 мкм и приписали ИК-избыток излучению пыли с $T_{\text{dust}} = 203$ К. Позднее Янг и др. (2013) исследовали спектр Hb 12 по наблюдениям спутника Spitzer со спектрографом IRC и обнаружили в спектральном диапазоне 9.9–37.2 мкм набор эмиссионных силикатных особенностей с преобладанием энстатита (MgSiO₃).

Основные известные сведения об объекте приведены в табл. 1.

История исследования спектра Hb 12 насчитывает 75 лет с момента, когда 2 июля 1945 г. Лоуренц Аллер получил на Ликской обсерватории первые спектрограммы туманности. В работе Аллера (1951) приведены измерения относительных интенсивностей 16 эмиссионных линий в синей области спектра от 3727 до 5007 Å.

Hb 12 вместе с другими ПТ попадала в различные спектrophотометрические обзоры, а именно: фотоэлектрическая фотометрия 34 планетарных туманностей (О'Делл, 1963), фотографическая и фотоэлектрическая спектrophотометрия голубого участка оптического диапазона спектра для 21 туманности (Калер и др., 1976), фотоэлектрические измерения интенсивностей эмиссионных линий для 36 туманностей (Баркер, 1978), фотоэлектрическая спектrophотометрия 8 компактных туманностей (Ахерн, 1978). Также отметим работу Квиттер и др. (2003), в которой с целью изучения относительного содержания различных элементов в ПТ анализировались спектры 21 объекта, в числе которых была и туманность Hb 12.

Наиболее полное и детальное исследование спектра высокого разрешения Hb 12 в диапазоне 366–1005 нм было проведено Хьюнгом и Аллером (1996). Авторы, в частности, определили физические параметры и химический состав туманности, а также построили ее пространственную модель. Миранда и Сольф (1989) по спектрам высокого

Таблица 1. Основные сведения о планетарной туманности Hb 12

Параметр	Значение	Источник
Экваториальные координаты (J2000)	$\alpha = 23^{\text{h}}26^{\text{m}}14.8^{\text{s}}, \delta = +58^{\circ}10'54.5''$	SIMBAD
Галактические координаты (J2000)	$l = 111^{\circ}88, b = -2^{\circ}85$	SIMBAD
Лучевая скорость	~ -5.0 км/с	SIMBAD
Класс возбуждения	4	Хьюнг, Аллер (1996)
Характеристики центральной звезды	$B = 14^{\text{m}}5, V = 13^{\text{m}}8, \log g = 5.5,$ $R = 3.0R_{\odot}, L = 1200L_{\odot}$	Хьюнг, Аллер (1996)
Скорость расширения центральной области	~ 16 км/с	Миранда, Сольф (1989)
Кинематический возраст	300 лет	Миранда, Сольф (1989)
Масса HII области	$0.05 M_{\odot}$	Миранда, Сольф (1989)

разрешения исследовали кинематическую и геометрическую структуру Hb12.

Лухманом и Риеке (1996) был подробно изучен спектр Hb 12 в ближней ИК-области. Позднее Hb 12 вошла в число 72 ПТ, для которых были получены спектральные наблюдения в диапазоне длин волн 2.5–5.0 мкм с помощью ИК-камеры IRC, установленной на борту спутника AKARI (Осава и др., 2016).

Остается открытым важный вопрос о возможной двойственности ядра туманности. Биполярная структура излучающей оболочки ПТ подразумевает наличие двойной звездной системы как следствие влияния ее гравитационного поля на расширение газа, однако для Hb 12 до сих пор не было получено иных надежных подтверждений существования спутника, кроме работы Хсиа и др. (2006), в которой на основе фотометрических и спектральных наблюдений исследовалась возможная двойственность центральной звезды Hb 12. Авторы упомянутой работы считают наличие второго компонента доказанным и даже приводят оценку его массы и параметров орбиты, однако результаты этого исследования подверглись критике в работе Де Марко и др. (2008).

Настоящая работа посвящена анализу многолетних спектральных наблюдений Hb 12 с целью исследования возможной переменности объекта.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Спектральные наблюдения ПТ Hb 12 в 2011–2019 гг. проводились на 1.25-м телескопе Крымской астрономической станции (КАС) ГАИШ

МГУ с дифракционным спектрографом с решеткой 600 шт/мм и длинной щелью шириной 4'' в диапазоне 4000–9000 Å. Полный регистрируемый спектр состоит из нескольких перекрывающихся диапазонов. Наблюдения проводились с несколькими экспозициями. Минимальная экспозиция подбиралась таким образом, чтобы сильнейшие линии (H α и [O III] λ 5007) не оказались передержанными. В ночь наблюдения вместе с объектом для дальнейшей абсолютизации его спектров на близкой воздушной массе снималась звезда — вторичный спектрофотометрический стандарт. В качестве приемника излучения применялась матрица ST-402 (размер матрицы: 765 × 510 пикселей, размер пикселя: 9 × 9 мкм). Спектральное разрешение (FWHM) составило 7.4 Å.

В 2019 г. была проведена модернизация оборудования, в результате которой на спектрограф вместо объектива Цейсс и матрицы ST-402 были установлены объектив Canon и ПЗС-матрица FLI PL-4022 размером 2048 × 2048 пикселей. В результате практически исчезло виньетирование, расширился одновременно регистрируемый спектральный диапазон, улучшилось качество изображения, увеличилось отношение сигнал/шум, особенно в синей части спектра.

Обработка спектров осуществлялась с помощью стандартной программы CCDOPS, а также программы SPE, созданной в Крымской астрофизической обсерватории (Сергеев, Хайсбергер, 1993). Абсолютная калибровка потоков осуществлялась по спектрам звезды-стандарта из спектрофотометрического каталога Глушневой и др. (1998)

Таблица 2. Журнал наблюдений

Обозначение	Дата	JD	Количество кадров	Экспозиции, с	Стандарт
KAC, Zeiss + ST-402					
11	26 августа 2011	2455800	21	60, 300, 900	BS 8606
15	13 августа 2015	2457248	21	60, 600, 900, 1200	1 Cas
16	5 октября 2016	2457667	19	30, 60, 600, 1200	12 Cas
17	20 августа 2017	2457986	19	60, 300, 1200, 1800	12 Cas
18	8 октября 2018	2458400	10	60, 300, 1800	12 Cas
19	26 июля 2019	2458690	24	30, 60, 120, 600, 1800	BS 8606, HD 211073
KAC, Canon + FLI					
19a	7 августа 2019	2450702	6	30, 300, 600, 1800	BS 8606, τ Cas
19b	1 октября 2019	2458758	5	30, 60, 1800	4 Lac
КГО					
19c	7 ноября 2019	2458795	26	5, 20, 60	BS 8606
20	20 января 2020	2458869	39	1, 3, 5, 30, 60, 300	Hilt600

с привлечением данных из атласа стандартных звездных спектров Пиклеса (1985).

Кроме того, в ноябре 2019 г. и январе 2020 г. были получены спектры в диапазоне 3500–7500 Å на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ с помощью нового двухлучевого спектрографа низкого разрешения (TDS), оснащенного голографическими решетками. В качестве приемников используются камеры Andor Newton 940P с ПЗС E2V CCD42-10 формата 512 × 2048 пикселей. Подробное описание прибора приведено в работе Потанина и др. (2020). Наблюдения проводились с длинной щелью шириной 1".0. Редукция данных включала исправление за нулевой уровень, плоское поле и темновой ток. Из изображения двумерного спектра удалялись следы космических частиц. Для исправления за спектральную чувствительность приемника, пропускание атмосферы и оптики наблюдались спектры стандартов, абсолютное распределение энер-

гии для которых получено из библиотеки¹. Вся обработка проводилась с использованием собственных программ, написанных на языке Python.

Журнал спектральных наблюдений представлен в табл. 2.

Потоки в эмиссионных линиях определялись двумя способами: интегрированием спектрального профиля и аппроксимацией гауссианой (эта методика применялась в основном к блендам и сильным линиям). Сначала эти величины были определены в абсолютных энергетических единицах, затем для удобства были пересчитаны в относительную шкалу $F(H\beta) = 100$. Если в одну дату наблюдений определенная линия была надежно измерена сразу на нескольких кадрах, то полученные значения усреднялись, а ошибка считалась как среднеквадратичное отклонение от среднего в данной выборке. Точность измерения интенсивности отдельной

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

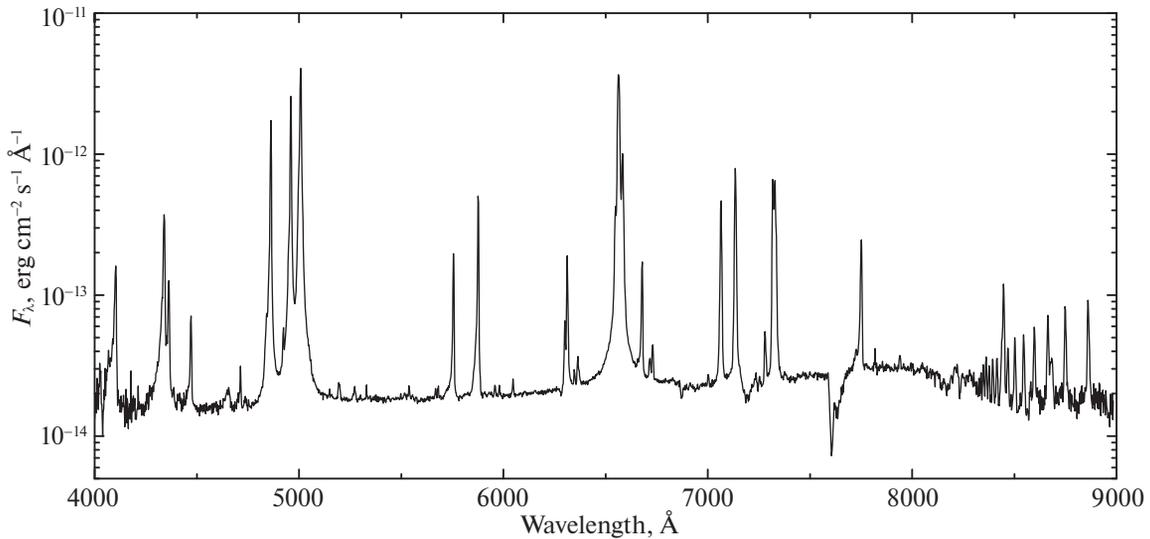


Рис. 1. Спектр Нб 12, полученный на КАС ГАИШ 13 августа 2015 г.

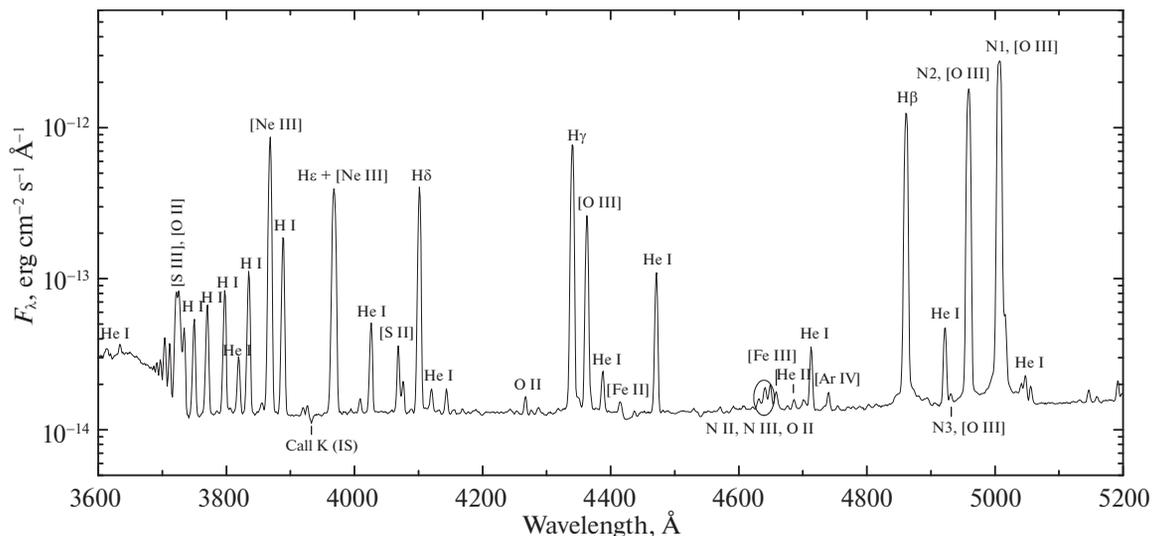


Рис. 2. Фрагмент спектра Нб 12, полученного в КГО 20 января 2020 г. (диапазон длин волн от 3600 до 5200 Å).

линии составила около 10% для спектрограмм, полученных в Крыму до замены объектива, около 7–8% — после замены объектива, и 5–6% — для спектров из КГО.

ОПИСАНИЕ СПЕКТРА

Для каждого набора спектров, полученных на КАС, было отождествлено около 50 эмиссионных линий и измерены их потоки. Наиболее интенсивны небулярные линии дважды ионизованного кислорода [OII] $\lambda 4959$ и $\lambda 5007$, водородные линии серии Бальмера, а также запрещенные линии ионов [OI], [OII], [OIII], [NII], [SII], [ArIII] и рекомбинационные

линии HeI. Кроме того, в спектре присутствуют разрешенные линии OI, OII, NII, NIII. В ближнем ИК-диапазоне сильны линии серии Пашена и запрещенные линии [SIII] (измерены на спектрах 2011, 2017 и 2018 гг.). На отдельных спектрах удалось отождествить и измерить слабые линии [SiII], [SIII], [FeIII] и некоторых других ионов, однако ошибки измерения их интенсивностей довольно велики. Пример спектра, полученного в Крыму, представлен на рис. 1.

По сравнению с техническими возможностями КАС оборудование, установленное на 2.5-м телескопе КГО, позволяет получать спектры с лучшим

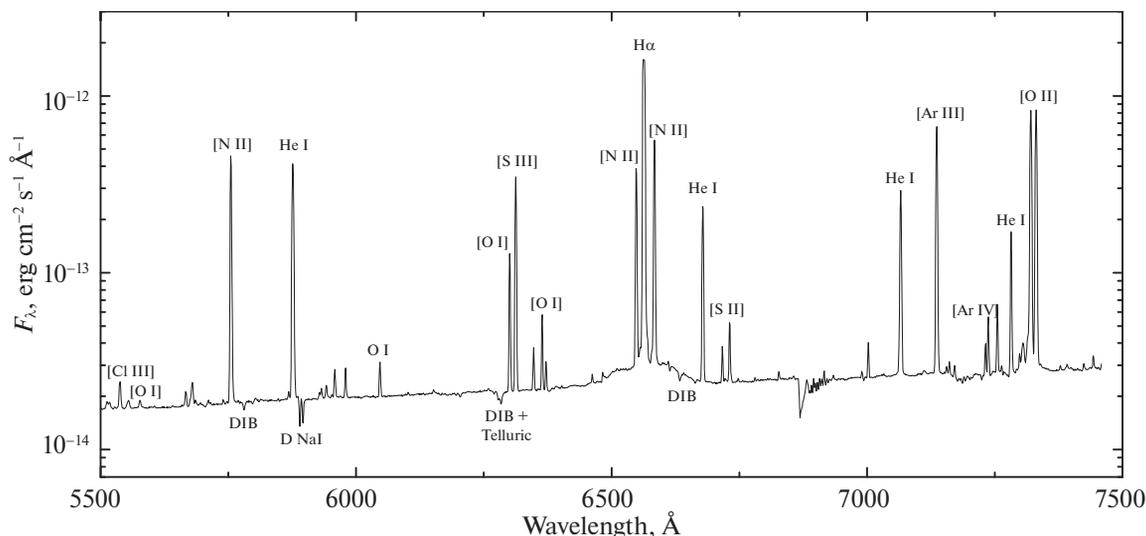


Рис. 3. Фрагмент спектра Нб 12, полученного в КГО 20 января 2020 г. (диапазон длин волн от 5500 до 7500 Å).

разрешением и более высоким отношением сигнал/шум за меньшее время экспозиций. Синий и красный диапазоны регистрируются одновременно, синий диапазон расширен в коротковолновую сторону. Таким образом, открываются новые возможности для спектрального анализа. На рис. 2 приведен фрагмент полученного в КГО спектра в диапазоне длин волн от 3600 до 5200 Å, а на рис. 3 — фрагмент этого спектра в диапазоне 5500–7500 Å.

На спектрах, полученных в КГО, в синей части ($\lambda < 4000$ Å) преобладают линии бальмеровской серии водорода и линии HeI, присутствуют разрешенные линии OI и запрещенные линии [OII], [SIII] и [NeIII]. Также по этим данным удалось измерить интенсивность слабой линии HeII $\lambda 4686$. На длине волны около $\lambda 4640$ видна группа линий NII, NIII, OII — они, по всей видимости, относятся к центральной звезде и позволяют отнести ее к ядрам ПТ со слабыми эмиссиями в спектре (так называемым *wels*, Weak Emission-Lines Star), выделенным Тылендой и др. (1993) в отдельный подкласс центральных звезд.

Спектрограммы, полученные в КГО, позволили нам измерить высоту бальмеровского скачка и определить электронную температуру туманности (см. соответствующий раздел).

Помимо богатого линейчатого спектра можно увидеть несколько абсорбционных деталей, а именно: межзвездные линии K CaII (рис. 2), D NaI и диффузные межзвездные полосы (DIB) (рис. 3). В связи с этим стоит упомянуть о поиске в спектре Нб 12 абсорбций, которые могут принадлежать холодной звезде — вероятному спутнику центральной.

В работе Хся и др. (2006) приведены три фрагмента спектра Нб 12, на которых такие абсорбции были отождествлены. Мы провели сравнение с нашими данными, полученными в КГО, и не обнаружили обсуждаемых абсорбционных деталей, что в связи с лучшим разрешением во втором случае позволяет констатировать их отсутствие (за исключением, возможно, G-полосы). Таким образом, вопрос о двойственности ядра туманности Нб 12 остается открытым.

В Приложении приведены спектральные данные для Нб 12, полученные в ходе наблюдений в 2011–2020 гг. В первых двух столбцах приведены длина волны (с точностью до 1 Å) и соответствующий ей ион. В столбцах F(year) даны относительные наблюдаемые (без исправления за межзвездное поглощение) интенсивности линий, где под “year” подразумевается отдельный набор данных (см. столбец “Обозначения” в табл. 2).

ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА СО ВРЕМЕНЕМ

Чтобы проследить, как изменялся спектр Нб 12 со временем, мы использовали данные из работ Аллера (1951), О’Делла (1963), Калера и др. (1976), Ахерна (1978), Баркера (1978), Хьюнга и Аллера (1996), Квиттер и др. (2003), Гайдуга и др. (2015) и сравнили их с нашими наблюдениями, проведенными на КАС в 2011–2019 гг. и в КГО в 2019–2020 гг.

Нб 12 — компактная ПТ: размер ее самой яркой центральной области не превышает $4''$. В литературе не всегда указывается размер щели либо круговой апертуры, применявшейся при наблюдениях. Для тех случаев, когда эти сведения имеются, очевидно, что туманность полностью попадала

Таблица 3. Наблюдаемые относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре H β 12 в шкале $F(\text{H}\beta) = 100$ и логарифм наблюдаемого потока в линии H β в единицах эрг с⁻¹ см⁻²

Источник		Баркер, 1978	Хьюнг, Аллер, 1996	Квиттер и др., 2003	КАС	КГО
Год		1972	1990	1996	2011–2019	2019–2020
λ , Å	Ион					
3727+29	[O II]	10.7	4.75	7.2	–	5.93
3869	[Ne III]	38	38.28	34	–	33.9
4101	H I	18.5	18.79	18	14.4	15.4
4340	H I	33.9	35	33.4	34.3	35.4
4363	[O III]	15.7	15	11.5	9.8	10.1
4471	He I	4.58	4.79	4.2	3.6	4.5
4686	He II	0.3	0.07	–	–	0.14
4861	H I	100	100	100	100	100
4959	[O III]	144	168.27	160	185	188
5007	[O III]	449	566.24	515	577	601
5192	[Ar III]	–	0.31	–	0.41	0.23
5517	[Cl III]	–	0.08	0.1:	–	0.08
5537	[Cl III]	–	0.21	0.2:	0.31	0.30
5755	[N II]	12.2	13.12	12.3	10.4	12.0
5876	He I	29.6	34.28	30.7	28.9	31.6
6300	[O I]	15	2.1	2.8	2.9	2.7
6312	[S III]		13.4	11	8.6	9.0
6363	[O I]	2.41	0.9	1.2	0.98	0.88
6548	[N II]	–	17.22	23.7	–	20.1
6563	H I	752	1013.9	684	663	–
6583	[N II]	68.1	60.81	63.9	74	61
6678	He I	9.59	12.11	9.3	9.9	11
6717	[S II]	0.96	0.3:	0.9	0.62	0.44
6731	[S II]	1.57	1.0:	1.6	1.28	0.88
7065	He I	–	42.85	36.4	34	38.7
7135	[Ar III]	–	72.11	62.8	61	62.6
7320+30	[O II]	124	135.25	118	103	113.7
7751	[Ar III]	–	18.88	18	17.4	–
9069	[S III]	–	124.17	117	105	–
lg(F(H β))	H I	-12.00 ± 0.01	–	-10.96 ± 0.04	-10.94 ± 0.03	-10.92 ± 0.02

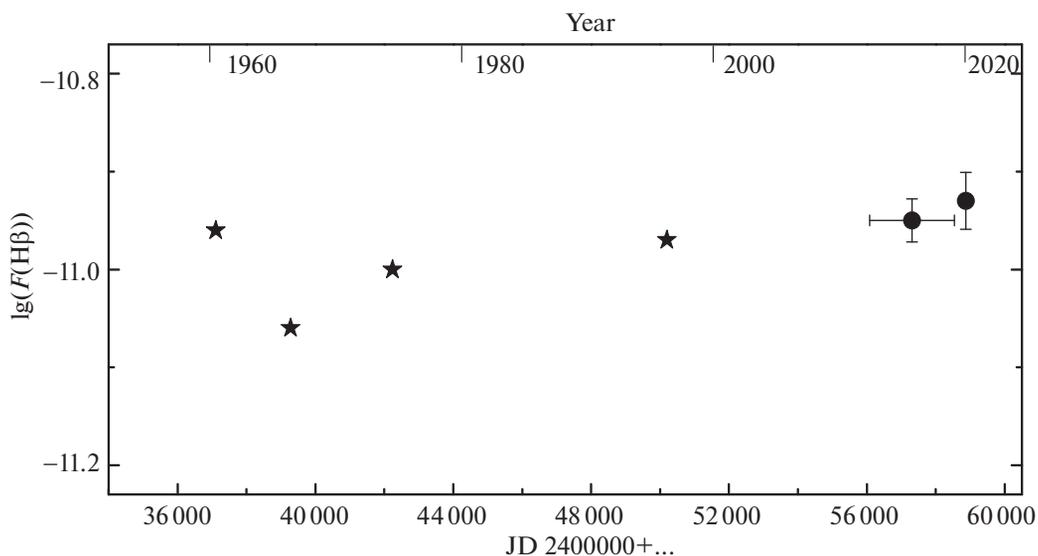


Рис. 4. Зависимость логарифма потока в линии $H\beta$ от времени. Измерения из работы Баркера (1978) ($\lg(F(H\beta)) = -12$) не показаны. Звездочки — данные из литературы, кружки — наши измерения.

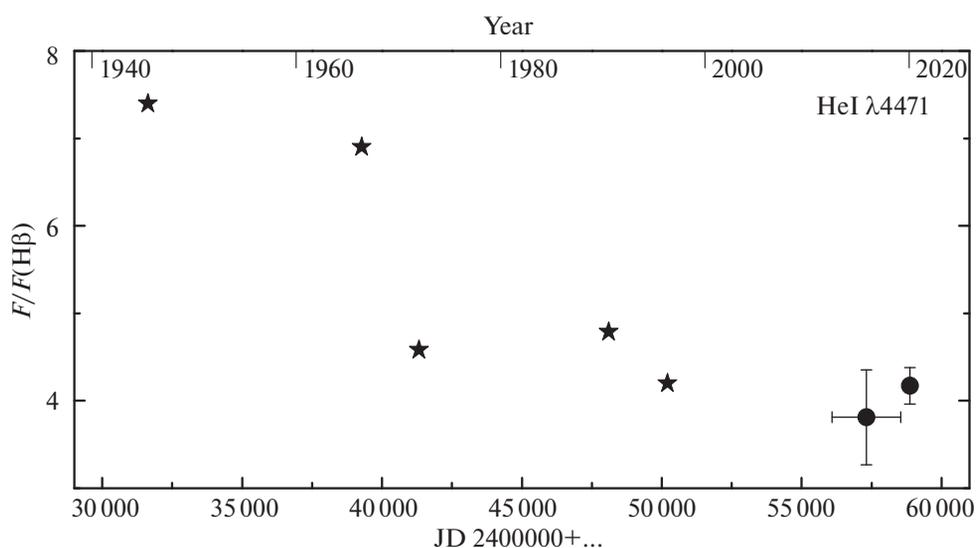


Рис. 5. Изменение со временем наблюдаемых относительных интенсивностей линии $HeI \lambda 4471$. Звездочки — данные из литературы, кружки — наши измерения.

в щель спектрографа. Это относится и к нашим наблюдениям, проведенным в 2011–2019 гг. на КАС. В 2019–2020 гг. спектры были получены в КГО с более узкой щелью, однако квазиодновременные наблюдения 2019 г. на КАС и в КГО показали, что как абсолютный поток в линии $H\beta$, так и относительные интенсивности эмиссионных линий в пределах ошибок измерений находятся в хорошем согласии. Это дает нам право включить в сравнительный анализ данные и за 2019–2020 гг., полученные в КГО.

В табл. 3 дана компилятивная сводка относительных интенсивностей некоторых эмиссионных линий из работ Баркера (1978), Хьюнга и Аллера (1996) и Квиттер и др. (2003) вместе с нашими новыми данными. В столбце КАС приведены усредненные данные, полученные на телескопе ЗТЭ в 2011–2019 гг. В столбце КГО представлены относительные интенсивности линий, измеренные в спектрах за 2019–2020 гг. Помимо этих исследований при анализе изменений в спектре $H\beta$ 12

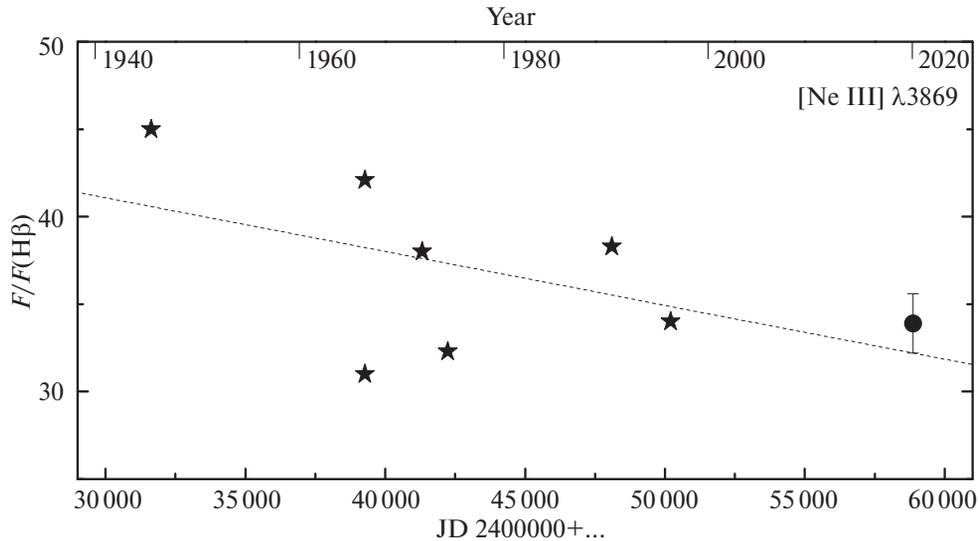


Рис. 6. Изменение со временем наблюдаемых относительных интенсивностей линии $[\text{Ne III}] \lambda 3869 \text{ \AA}$. Звездочки — данные из литературы, кружок — наше измерение. Штриховая линия представляет линейную интерполяцию всех данных.

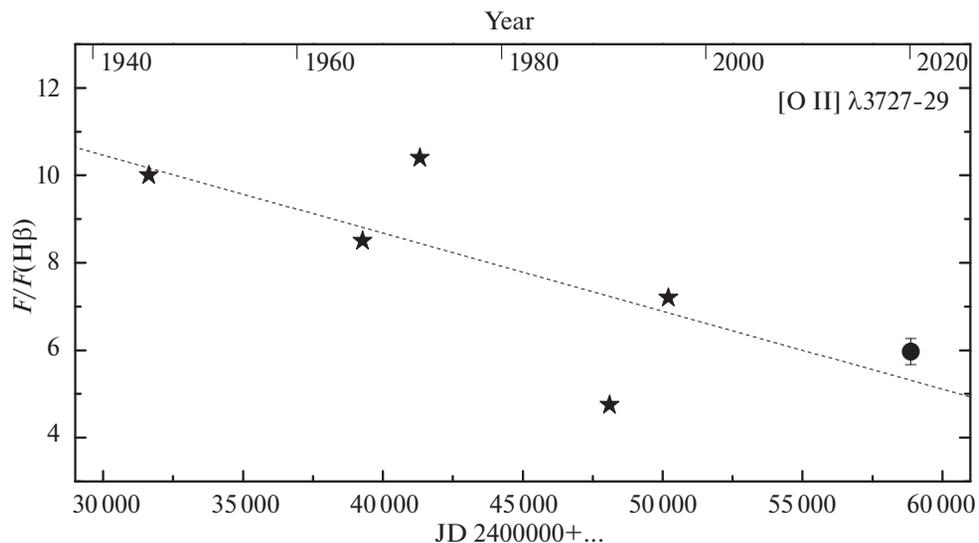


Рис. 7. Изменение со временем наблюдаемых относительных интенсивностей дублета $[\text{O II}] \lambda 3727-29$. Звездочки — данные из литературы, кружок — наше измерение. Штриховая линия представляет линейную интерполяцию всех данных.

принимались во внимание данные всех работ, перечисленных в начале раздела.

Рассмотрим, как ведет себя со временем абсолютный поток в линии $\text{H}\beta$ (рис. 4). В целом можно сказать, что поток в этой линии за время наблюдений не изменился, однако на графике заметен некоторый провал, который, если принимать во внимание измерения Баркера (1978), мог достигнуть порядка величины. Он не обнаруживает видимой корреляции с изменениями относительных интенсивностей других эмиссионных линий, и поэтому его природа остается неясной.

Анализируя данные, представленные в табл. 3, можно сделать вывод, что относительная интенсивность линий нейтрального гелия $\lambda 5876$, $\lambda 6678$ и $\lambda 7065$ не изменяется значительно в течение рассматриваемого периода (с первой половины 70-х годов прошлого века по настоящее время). Данные для $\text{He I } \lambda 4471$ имеются для более длительного временного интервала, начиная с 1945 г. (Аллер, 1951), и они свидетельствуют о возможном уменьшении относительной интенсивности этой линии (рис. 5). Эмиссионная линия ионизованного гелия $\text{He II } \lambda 4686$ в спектре $\text{H}\beta$ 12 слаба, и она

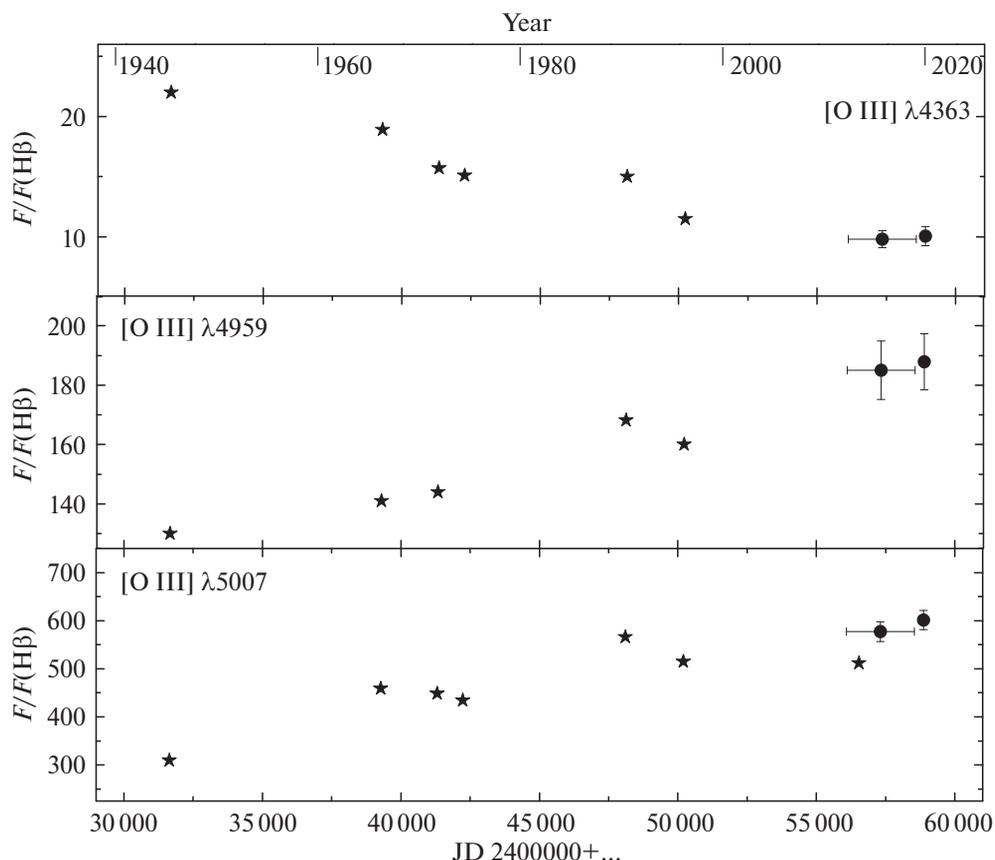


Рис. 8. Изменение со временем для наблюдаемых потоков в линиях иона O^{+2} . Звездочки — данные из литературы, кружки — наши измерения.

была измерена лишь Баркером (1978) и Хьюнгом и Аллером (1996). На спектрах, полученных в КГО, нам удалось довольно надежно измерить эту линию. Что касается поведения $He II \lambda 4686$, то за небольшой интервал времени пока не выявлено изменений, выходящих за пределы погрешностей. Ожидается, что по мере эволюции центральной звезды линии ионизованного гелия будут усиливаться.

Рассмотрим поведение запрещенных линий. Относительные интенсивности линий $[Ar III] \lambda 7135$ и $\lambda 7751$, а также запрещенной линии $\lambda 6312$ иона S^{+2} , по-видимому, пока сохраняют постоянство. С осторожностью стоит отнестись к возможной зависимости интенсивности от времени для запрещенных линий $[O I] \lambda 6300$ и $\lambda 6363$ из-за сильного разброса данных, полученных разными авторами.

За время спектральных наблюдений относительная интенсивность линии $[Ne III] \lambda 3869$ (рис. 6) несколько ослабла, однако эти оценки также имеют значительный разброс.

На рис. 7 приведен график зависимости относительных интенсивностей линий дублета $[O II] \lambda 3727$

и $\lambda 3729$. Ввиду близости этих линий в большинстве работ, в которых исследовался спектр $H\beta 12$, в том числе и в настоящей, эти линии измерены в сумме. На графике, несмотря на значительный разброс точек, можно выделить нисходящий тренд. Похожую картину показывает поведение и ИК-дублета $[O II] \lambda 7320$ и $\lambda 7330$ (см. табл. 3).

Особого внимания заслуживает поведение запрещенных линий $[O III]$, а именно, небулярных линий $\lambda 5007$ и $\lambda 4959$, а также авроральной линии $\lambda 4363$. Эти линии — одни из самых сильных и надежно измеряемых и они более других чувствительны к изменению параметров газовой оболочки и центральной звезды. По всей видимости, за рассматриваемый период имеет место, во-первых, возрастание относительных интенсивностей линий $\lambda 4959$ и $\lambda 5007$ и, во-вторых, уменьшение отношения $F(\lambda 4363)/F(H\beta)$. На рис. 8 приведен график зависимости для относительных наблюдаемых потоков линий $[O III]$ от эпохи наблюдений, наглядно иллюстрирующий эту тенденцию.

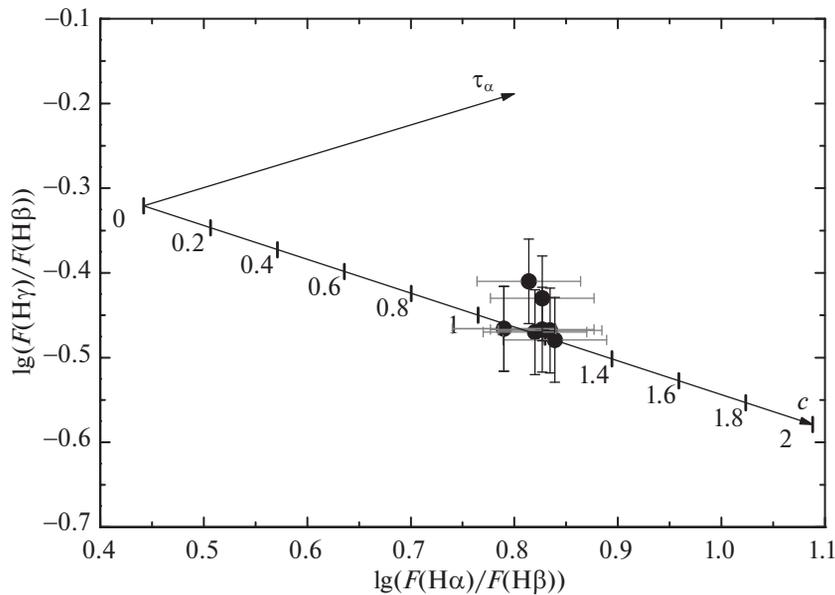


Рис. 9. Зависимость логарифма отношения $F(H\gamma)/F(H\beta)$ от логарифма отношения $F(H\alpha)/F(H\beta)$. Верхняя стрелка задает направление смещения точек по мере роста оптической толщи в линии $H\alpha$, согласно Каприотти (1964), нижняя — соответствует закону межзвездного покраснения света, согласно Ситону (1979). Закрытыми кружками представлены результаты, полученные в данной работе.

ОЦЕНКИ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА И РАССТОЯНИЯ

В настоящей работе определение межзвездного поглощения света было основано на сравнении теоретических значений относительных интенсив-

Таблица 4. Коэффициенты экстинкции и абсолютные потоки в линии $H\beta$ (в единицах эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$), рассчитанные по результатам каждого проведенного наблюдения

JD	$\alpha(H\beta)$	$\lg(F(H\beta))$
2455800	1.17	-10.90
2457248	1.22	-10.92
2457667	1.16	-10.94
2457986	1.23	-10.95
2458400	1.18	-10.92
2458690	1.17	-10.97
2450702	1.01	-10.98
2458758	1.11	-10.95
2458795	1.13	-10.91
2458869	1.08	-10.94

ностей водородных линий серий Бальмера и Пашена с наблюдаемыми. Коэффициент экстинкции $\alpha(H\beta)$ был определен с использованием около 12–15 линий для каждого набора спектров, а именно, с применением оптических линий серии Бальмера для всех спектров и дополнительно ультрафиолетовых линий этой серии (для спектров из КГО) или линий серии Пашена (для спектров, полученных на КАС). Теоретические интенсивности бальмеровских и пашеновских линий по отношению к $H\beta$ были взяты по данным работы Хаммера и Стори (1987) для следующих параметров: $T_e = 10\,000 \text{ K}$, $N_e = 10\,000 \text{ см}^{-3}$.

Кривые межзвездного покраснения $f(\lambda)$ были использованы в аппроксимации из работы Карделли и др. (1989), где величина R отношения полного поглощения к селективному принималась равной 3.2. Исправление проводилось с использованием известной формулы

$$\lg I(\lambda) - \lg F(\lambda) = c(H\beta)f(\lambda),$$

где $F(\lambda)$ и $I(\lambda)$ есть соответственно наблюдаемая и исправленная интенсивности линии, а $f(\lambda)$ обозначает используемый закон межзвездного покраснения.

В других работах межзвездное поглощение могло учитываться иными методами: с помощью определения различными способами непосредственно избытка цвета $E(B - V)$, путем сравнения радиоконтинуума с излучением водородных линий

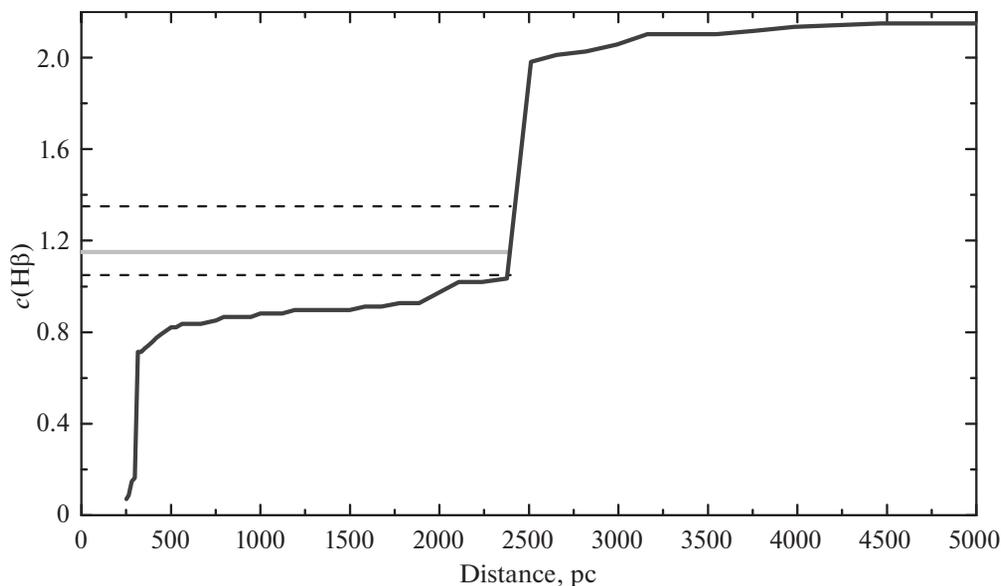


Рис. 10. Зависимость величины коэффициента экстинкции от расстояния в направлении Нб 12 по данным Грина и др. (2019) (чёрная линия). Серая линия соответствует среднему значению коэффициента экстинкции $c(H\beta) = 1.15$ по нашим данным. Штриховые линии ограничивают диапазон значений $c(H\beta)$ из литературы.

(Прейте-Мартинес, Потташ, 1983) или же с использованием большего или меньшего числа линий серий Бальмера и Пашена. Например, в работе Квиттер и др. (2003) исправление за покраснение проводилось с использованием только отношения $H\alpha$ к $H\beta$. Для сравнения, приведем здесь значения коэффициента $c(H\beta)$ для Нб 12 у других авторов: $c(H\beta) = 1.13$ (Баркер, 1978), $c(H\beta) = 1.25$ (Руди и др., 1993), $c(H\beta) = 1.35$ (Хьюнг, Аллер, 1996), $c(H\beta) = 1.05$ (Квиттер и др., 2003).

В табл. 4 приведены средние значения коэффициента экстинкции $c(H\beta)$ вместе с логарифмом абсолютного потока в линии $H\beta$ для каждой даты наблюдений. Среднее значение $c(H\beta)$ по всем нашим данным за 2011–2020 гг. составляет 1.15 ± 0.07 .

В условиях высокой плотности газа в туманности (по оценкам Хьюнга, Аллера (1996), ее значение в центральных областях может достигать величины $2 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$), помимо собственно вычисления коэффициента экстинкции, необходимо изучить вопрос о возможном самопоглощении в спектральных линиях водорода, поскольку наличие этого явления может сильно исказить результат учета межзвездного поглощения. Мы следовали процедуре, описанной в работе Бурлак и Есипова (2009), в применении к ПТ IC 4997. На рис. 9 приведен график зависимости логарифма отношения $F(H\gamma)/F(H\beta)$ от логарифма отношения $F(H\alpha)/F(H\beta)$. На график нанесены значения, полученные для каждого набора проведенных наблюдений. Видно, что точки группируются вблизи ли-

нии, соответствующей нулевому самопоглощению, а их разброс не превышает погрешности измерения.

Отдельно стоит обсудить вопрос об оценке расстояния до объекта.

Как известно, определение расстояния до ПТ является открытой проблемой. На настоящий момент для этих объектов все еще не разработано универсальной шкалы расстояний. Различные статистические и полуэмпирические методы определения расстояний до ПТ плохо согласуются между собой, и для отдельных объектов такие оценки могут расходиться в несколько раз.

Галактические ПТ в большинстве своем являются протяженными объектами, что затрудня-

Таблица 5. Оценки расстояния до Нб 12 из литературы

D , пк	Источник
6700	Джонсон и др. (1979)
3030	Кингсбург, Барлоу (1992)
2236	Кан и др. (1992)
8110	Жанг (1993)
2880	Филлипс (2002)
10460	Филлипс (2004)
2260 ± 680	Фрю и др. (2016)

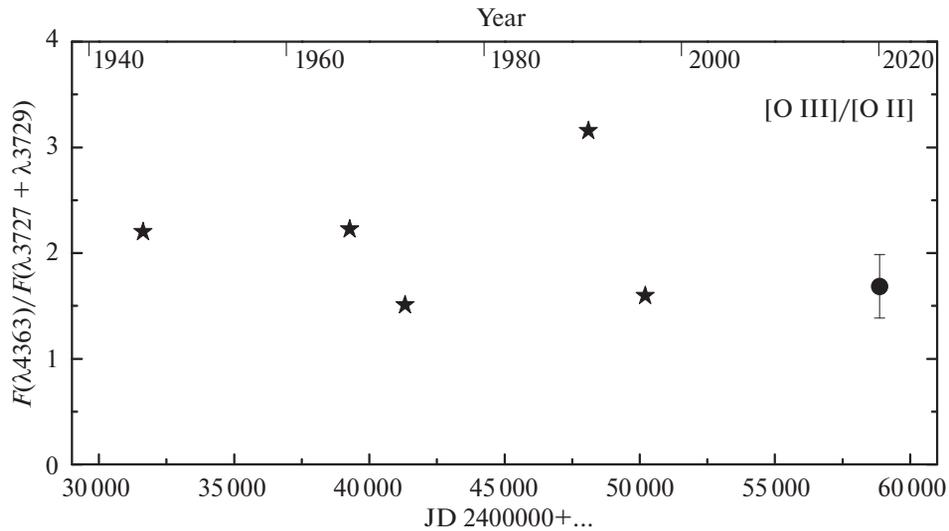


Рис. 11. Отношение интенсивностей линий [OIII] $\lambda 4363$ и [OII] ($\lambda 3727 + \lambda 3729$). Звездочки — данные из литературы, кружок — наше измерение.

ет измерение параллакса и вычисление расстояния классическим геометрическим методом. Тем не менее исследователи ПТ связывают большие надежды с миссией Gaia (Браун и др., 2018). Уже получены первые результаты. Так, Гонзалес-Сантамария и др. (2019) из общей выборки из 1571 ПТ с параллаксами в Gaia DR2 получили надежные расстояния для 211 объектов, а Черная и Уолтон (2021) представили обновленный каталог расстояний для ПТ, основанный на данных Gaia EDR3 (Браун и др., 2020). Для ПТ H β 12 параллакс пока не измерен.

Еще один перспективный метод определения расстояния основан на знании межзвездного поглощения света в направлении на объект. Доступность новых фотометрических обзоров, таких как IPHAS (фотометрический H α -обзор INT/WFC) (Дрю и др., 2005), дают возможность использовать так называемый метод экстинкции для определения расстояний до большого количества объектов. Джамманко и др. (2011) применили этот метод к выборке из 137 ПТ. Авторами были тщательно изучены характеристики метода и основные источники ошибок. Имеющиеся в литературе данные, дополненные новыми наблюдениями, позволили определить расстояния для 70 ПТ. Для H β 12 в этой работе получена довольно неопределенная оценка $D < 1000$ пк.

Мы решили оценить расстояние до H β 12, зная коэффициент экстинкции для туманности и используя карты межзвездного поглощения, построенные по данным нескольких больших обзоров (Грин и др., 2019). Эти карты позволяют определить расстояние до объекта в зависимости от

избытка цвета $E(g - r)$ в фотометрической системе SDSS. Мы пересчитали избыток цвета $E(g - r)$ в полное поглощение в полосе V как $A_V = (E(g - r) - 0.03)/0.269$ (Грин и др., 2019), а затем — в коэффициент экстинкции по формуле $c(H\beta) = 1.46A_V/R$, где $R = 3.2$.

На рис. 10 изображен полученный график зависимости $c(H\beta)$ от расстояния в направлении H β 12, показаны среднее значение $c(H\beta) = 1.15$ по нашим данным и диапазон $c(H\beta)$ от 1.05 (Квиттер и др., 2003) до 1.35 (Хьюнг, Аллер, 1996) из литературы. Сравним полученное нами значение расстояния $D \approx 2400$ пк с данными других авторов. Расстояние до H β 12 определялось неоднократно. В табл. 5 представлены некоторые оценки с указанием источника.

Наша оценка D ближе всего к оценкам Кана и др. (1992) и Фрю и др. (2016). На рис. 10 видно, что в направлении на H β 12 на расстояниях >2500 пк имеет место резкое возрастание величины поглощения, обусловленное наличием газопылевого межзвездного облака, поэтому расстояние до ПТ H β 12 не может превышать значение 2500 пк, и оценки, приведенные в работах Кингсбурга и Барлоу (1992) и, особенно, Джонсона и др. (1979), Жанга (1993) и Филлипса (2004), следует считать завышенными.

ОБСУЖДЕНИЕ

Итак, мы имеем несомненные изменения в спектре H β 12 за всю историю спектральных наблюдений этого объекта. Постараемся теперь на основе полученных данных дать им интерпретацию.

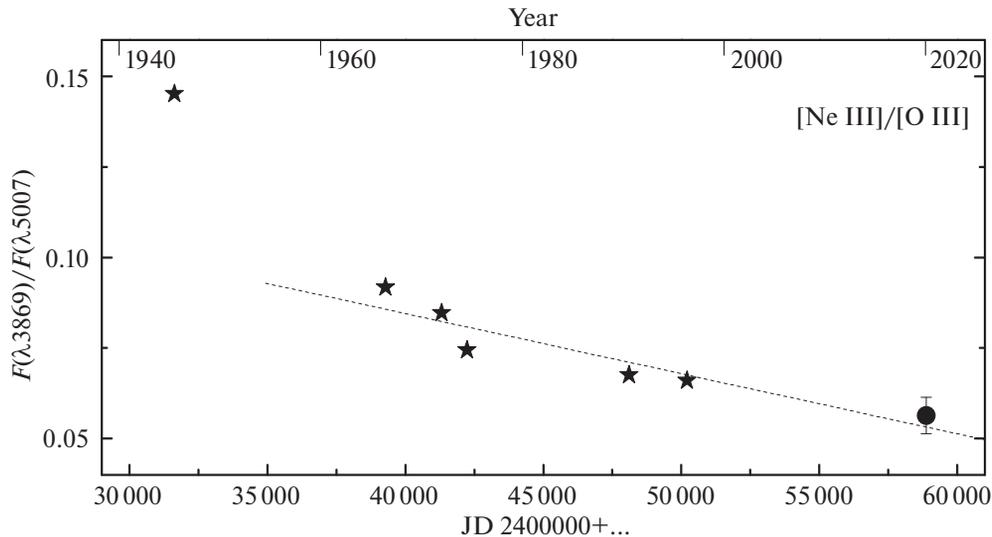


Рис. 12. Отношение интенсивностей линий [Ne III] $\lambda 3869$ и [O III] $\lambda 5007$. Звездочки — данные из литературы, кружок — наше измерение. Штриховая линия — линейная интерполяция данных без учета измерений Аллера (1951).

Изначально ожидалось, что изменения эмиссионного спектра туманности могли быть вызваны эволюцией центральной звезды. В ряде работ основным индикатором изменения температуры ядра туманности выступают небулярные линии иона O^{+2} . Так, Гайдук и др. (2015) исследовали эволюционные изменения относительной интенсивности линии [O III] $\lambda 5007$ в спектрах 20 ПТ. Для отдельных объектов авторы обнаружили увеличение со временем $F(\lambda 5007)/F(H\beta)$ и связали его с ростом температуры ионизирующего источника.

Для Hb 12 мы обнаружили рост отношения $F(\lambda 5007)/F(H\beta)$ в ~ 1.9 раза за 75 лет.

Для оптически толстых ПТ низкого возбуждения Калер (1978) предложил эмпирические соотношения, которые связывают относительные интенсивности линий $I(\lambda 5007)[O III]/I(H\beta)$ и $I(\lambda 3869)[Ne III]/I(H\beta)$ и температуру центральной звезды. Мы сравнили получаемые по предложенным формулам температуры, взяв за основу данные настоящей работы и архивные данные работы Аллера (1951). Картина получается противоречивая: в случае линии [O III] определяемая таким методом температура показывает рост за 75 лет от $T_* \approx 35\,000$ К до $T_* \approx 44\,000$ К, в то время как значения $I(\lambda 3869)[Ne III]/I(H\beta)$ приводят к более высоким оценкам температуры и соответствуют ее уменьшению от $T_* \approx 56\,000$ К в 1945 г. до $T_* \approx 49\,500$ К в 2020 г.

Ввиду возникшего противоречия температура центральной звезды была дополнительно определена нами методом энергетического баланса (Прейте-Мартинес, Потташ, 1983; Потташ, 1987).

Этот метод основан на идее энергетического равновесия между излучением звезды и окружающей газовой туманности и требует подсчета интенсивности всех линий небулярного спектра, механизм возбуждения которых связан со столкновениями. Мы получили на основе наших данных температуру около 41 000 К, что согласуется с оценкой в 42 000 К из работы Прейте-Мартинеса и Потташа (1983) почти 40-летней давности. Таким образом, возрастание температуры центральной звезды за время спектральных исследований Hb 12 пока остается под вопросом.

В поддержку неизменности температуры ионизирующего источника выступает отношение интенсивностей линий [O III] $\lambda 4363$ /[O II] ($\lambda 3727 + \lambda 3729$), которое характеризует степень ионизации в среднем по туманности. Для Hb 12 его значение, по видимому, остается без изменения на протяжении последних 75 лет, а разброс данных связан с ошибками наблюдений и неоднородностью наблюдательного материала у разных авторов (рис. 11).

Более очевидной причиной спектральной переменности представляется изменение параметров газовой оболочки. Рассмотрим наиболее характерные отношения интенсивностей линий, которые отражают физические условия в туманности.

Для зоны высокого возбуждения Hb 12 Хьюнг и Аллер (1996) получили значения параметров $N_e = 5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 13\,600$ К. Как было показано Ахерном (1975), в случае высокой электронной концентрации ($N_e > 10^5 \text{ см}^{-3}$) отношение интенсивностей небулярных линий [Ne III] $\lambda 3869$ и [O III]

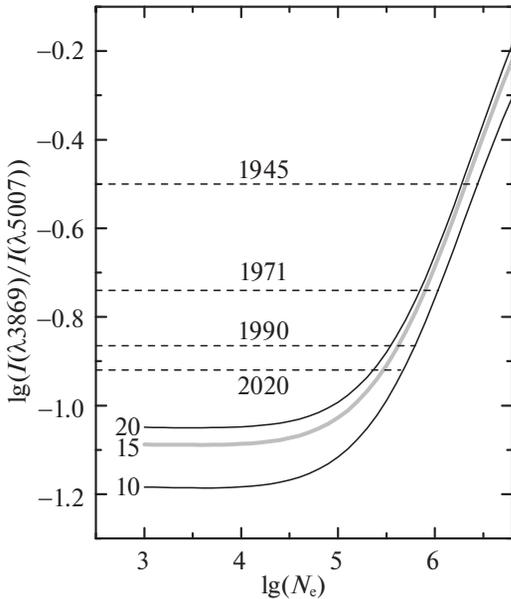


Рис. 13. Зависимость логарифма отношения $I(\lambda 3869)/I(\lambda 5007)$ от электронной концентрации. Данные 1945 г. — Аллер (1951), 1971 г. — Баркер (1976), 1990 г. — Хьюнг и Аллер (1996), 2020 г. — настоящая работа.

$\lambda 5007$ слабо зависит от T_e в интервале 10 000–20 000 К и потому может служить индикатором N_e .

На рис. 12 показано изменение со временем отношения интенсивностей этих линий по данным из литературы и нашим новым наблюдениям. С момента первых наблюдений в 1945 г. до середины 60-х годов прошлого века величина $F(\lambda 3869)/F(\lambda 5007)$ уменьшилась в ~ 1.6 раза, в последующие годы наблюдалось не такое резкое

Таблица 6. Значение $R = I(\lambda 4959 + \lambda 5007)/I(\lambda 4363)$

Год	R	Источник
1945	13.3	Аллер (1951)
1966–1967	20.8	Калер и др. (1976)
1971	24.9	Баркер (1978)
1990	32.0	Хьюнг и Аллер (1996)
1996	38.7	Квиттер и др. (2003)
2011–2019	51.1	Настоящая работа
2019–2020	52.1	Настоящая работа

падение этого отношения, а данные удовлетворительно описываются линейным уравнением.

На рис. 2 в работе Ахерна (1975) приведены теоретические зависимости $\lg(I(\lambda 3869)/I(\lambda 5007))$ от $\lg N_e$ для среднего для ПТ значения содержания ионов $N(\text{NIII})/N(\text{OIII}) = 0.22$.

Мы построили подобную диаграмму (рис. 13) при некоторых фиксированных температурах (отмечены цифрами в единицах 1000 К) с использованием коэффициентов излучения из базы *Nebulio*, упомянутой в работе Джаннини и др. (2015). Для построения теоретических кривых принималось отношение ионных содержаний $N(\text{NIII})/N(\text{OIII}) = 0.184$ по данным для H β 12 из работы Хьюнга и Аллера (1996).

На рис. 13 мы нанесли исправленные за поглощения данные, относящиеся к H β 12 за 1945, 1971, 1990 и 2020 гг. и получили оценки N_e для разных эпох. Так, если принимать для H β 12 диапазон значений $T_e = 10\,000\text{--}15\,000$ К, то для первой эпохи $\lg N_e \simeq 6.3\text{--}6.4$, а для 2020 г. $\lg N_e \simeq 5.5\text{--}5.7$, что указывает на падение электронной концентрации в ~ 5 раз за 75 лет. Столь существенное изменение N_e трудно объяснить лишь расширением газовой оболочки. При скорости расширения туманности $V_{\text{exp}} \sim 16$ км/с (Миранда, Сольф, 1989) ее размер за 75 лет увеличится на 25%, что приведет к уменьшению электронной концентрации не более, чем на 60%. Следует однако учитывать, что центральная область туманности имеет сложную структуру и включает также высокоскоростные биполярные выбросы (Кларк и др., 2014).

Рассмотрим диагностическое соотношение, которое связывает небулярные и авроральную линии иона O^{+2} .

Рисунок 14 иллюстрирует изменение со временем отношения наблюдаемых потоков $F(\lambda 4959 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$ линий [OIII]. График показывает систематическое увеличение его значения: за 75 лет величина $F(\lambda 4959 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$ возросла в ~ 4 раза.

Мы исправили наблюдаемые потоки линий иона O^{+2} за поглощение с $\alpha(\text{H}\beta) = 1.15$ и привели в табл. 6 значения $R = I(\lambda 4959 + \lambda 5007)/I(\lambda 4363)$ по данным из литературы и собственным наблюдениям. Несомненное увеличение R свидетельствует об изменении параметров зоны формирования линий [OIII].

Предположим, что электронная концентрация не менялась за все время спектральных наблюдений. Примем для нее значение $N_e = 5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ из работы Хьюнга и Аллера (1996). Оценим T_e для разных эпох, используя программу 5Level (Де Робертис и др., 1987). Получено, что электронная температура уменьшилась от 22 000 К в 1945 г.

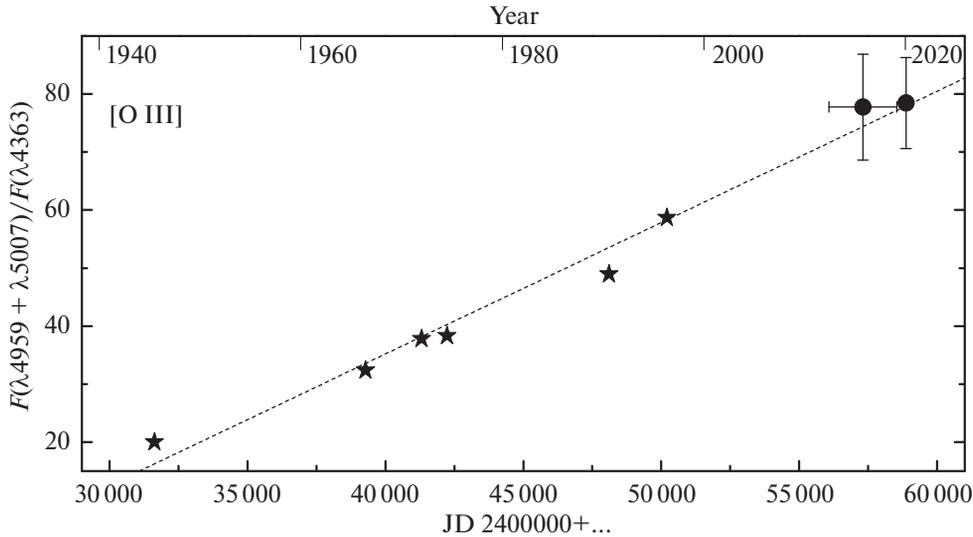


Рис. 14. Зависимость отношения наблюдаемых потоков линий [OIII] от времени: звездочки — данные из литературы, кружки — наши измерения. Штриховая линия представляет линейную интерполяцию всех данных.

до 10 650 К в 2020 г. Для момента наблюдений Хьюнга и Аллера (1996) в 1990 г. получено значение $T_e \approx 13\,000$ К. Если для последних десятилетий (1990–2020 гг.) электронная температура имеет вполне приемлемые значения, то для эпохи первых наблюдений (1945–1966 гг.) T_e чрезвычайно высока и для ее уменьшения требуется увеличить электронную концентрацию.

Как было показано выше, температура центральной звезды на протяжении последних 40 лет сохраняет постоянство, поэтому пока не ясна причина значительных изменений параметров внутренней области ПТ.

Поскольку параметры газовой оболочки Нб 12 с использованием диагностических диаграмм определялись неоднократно (см., в частности, Хьюнг, Аллер, 1996; Квиттер и др., 2003), а диагностические соотношения $F(\lambda 6548 + \lambda 6583) / F(\lambda 5755)$ [NII], $F(\lambda 6717) / F(\lambda 6731)$ [SII], $F(\lambda 7135 + \lambda 7751) / F(\lambda 5191)$ [ArIII] определяются не вполне уверенно, здесь мы этот метод применять не будем. Однако в нашей работе впервые для туманности был измерен бальмеровский скачок, что позволило оценить T_e в зоне свечения водорода.

Электронная температура газа может быть вычислена в соответствии с формулой (Лиу и др., 2001)

$$T_e(BJ) = 368 \left(1 + 0.259 \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} + 3.409 \frac{\text{He}^{2+}}{\text{H}^+} \right) \times \left(\frac{BJ}{I(\text{H}11)} \right)^{-3/2},$$

где He^+/H^+ и $\text{He}^{2+}/\text{H}^+$ выражают относительные содержания в туманности нейтрального и ионизованного гелия соответственно, BJ есть величина бальмеровского скачка, определяющаяся как разность плотности интенсивности непрерывного спектра туманности до и после скачка, а $I(\text{H}11)$ обозначает интенсивность в линии водорода $\lambda 3771$. Для Нб 12 на спектре, полученном в КГО в 2020 г., был измерен бальмеровский скачок, и его величина составила $BJ = 7.06 \times 10^{-13}$ эрг см^{-2} с^{-1} \AA^{-1} . Исправленная за поглощение интенсивность линии $I(\text{H}11)$ равна 7.60×10^{-12} эрг см^{-2} с^{-1} , относительное содержание нейтрального гелия по данным Хьюнга и Аллера (1996) составляет $\text{He}^+/\text{H}^+ = 7.04 \times 10^{-5}$, а содержание ионизованного гелия пренебрежимо мало. Расчет по указанной формуле дает значение $T_e(BJ) \approx 12\,980$ К.

ВЫВОДЫ

В работе представлены результаты спектральных наблюдений в 2011–2020 гг. молодой компактной ПТ Нб 12. Измерены абсолютные потоки линии $\text{H}\beta$ и получены относительные интенсивности около 50 эмиссионных линий туманности в диапазоне $\lambda 3687$ – 9532 .

По линиям водородных серий Бальмера и Пашена был найден коэффициент экстинкции $c(\text{H}\beta)$, позволивший провести редукцию данных за межзвездное покраснение и оценить расстояние до туманности путем анализа карт межзвездного поглощения в Галактике.

По новым и опубликованным ранее данным изучено поведение потока в линии $H\beta$ и относительных интенсивностей отдельных линий за время спектральных наблюдений Hb 12 с 1945 по 2020 гг. Обнаружен ряд вероятных трендов, наиболее значительным из которых представляется усиление относительных интенсивностей небулярных линий и ослабление авроральной линии иона O^{+2} .

Рост со временем относительной интенсивности линии [OIII] $\lambda 5007$ мог быть связан с увеличением температуры ионизирующего источника. Однако поведение относительной интенсивности линии [NIII] $\lambda 3869$, которая не обнаружила усиления, а показала ниспадающий тренд, не поддерживает эту гипотезу. Кроме того, оценка температуры ядра туманности, выполненная методом энергетического баланса, $T_* \approx 41\,000$ К практически совпадает с определением почти 40-летней давности (Прейте-Мартинес, Потташ, 1983).

Таким образом, сделан вывод о том, что переменность спектра Hb 12 обусловлена прежде всего изменением параметров туманности, а не эволюцией центральной звезды в post-AGB стадии.

Отношение потоков суммы небулярных линий к авроральной иона O^{+2} $R = I(\lambda 5007 + \lambda 4959)/I(\lambda 4363)$ показало линейный тренд, а его значение увеличилось в 4 раза с 1945 по 2020 гг. Получены оценки электронной температуры для разных эпох. Показано, что значение T_e уменьшается со временем. Не исключается уменьшение и электронной концентрации в зоне образования линий [OIII]. Остается открытым вопрос о причинах изменения параметров внутренней области ПТ.

По результатам измерений бальмеровского скачка была определена электронная температура туманности в зоне свечения линий H γ .

Кроме того, полученные в КГО спектры исследовались на наличие абсорбционных деталей, которые могли бы относиться к спектру холодного спутника центральной звезды. Следы компаньона обнаружены не были.

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

При проведении исследований широко использовались базы данных ADS, SIMBAD, VIZIER.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акер и др. (A. Acker, B. Raytchev, J. Koeppen, and B. Stenholm), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **89**, 237 (1991).
2. Архипова В.П., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Есипов В.Ф., Шенаврн В.И. Письма в *Астрон. журн.* **46**, 100 (2020) [*V.P. Arhipova, et al., Astron. Lett.* **46**, 100 (2020)].
3. Аллер (L. Aller), *Astrophys. J.* **113**, 125 (1951).
4. Ахерн (F. Ahern), *Astrophys. J.* **197**, 635 (1975).
5. Ахерн (F. Ahern), *Astrophys. J.* **223**, 901 (1978).
6. Баркер (T. Barker), *Astrophys. J.* **219**, 914 (1978).
7. Блекер (T. Blöcker), *Astron. Astrophys.* **299**, 755 (1995).
8. Браун и др. (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al. (Gaia Collab.)), *Astron. Astrophys.* **616**, 10 (2018).
9. Браун и др. (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevey, D.W. Evans, et al. (Gaia Collab.)), arXiv: 2012.01533 (2020).
10. Бурлак М.А., Есипов В.Ф., Письма в *Астрон. журн.* **36**, 792 (2010) [*M.A. Burlak, et al., Astron. Lett.* **36**, 752 (2010)].
11. Вайтет и др. (N.M.H. Vaytet, A.P. Rushton, M. Lloyd, J.A. López, J. Meaburn, T.J. O'Brien, D.L. Mitchell, and D. Pollacco), *MNRAS* **398**, 385 (2009).
12. Вассилиадис, Вуд (E. Vassiliadis and P.R. Wood), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 125 (1994).
13. Гайдук и др. (M. Hajduk, P.A.M. van Hoof, K. Gesicki, A.A. Zijlstra, S.K. Górny, and M. Gładkowski), *Astron. Astrophys.* **567**, A15 (2014).
14. Гайдук и др. (M. Hajduk, P.A.M. van Hoof, and A.J. Zijlstra), *Astron. Astrophys.* **573**, A65 (2015).
15. Глушнева и др. (I.N. Glushneva, V.T. Doroshenko, T.S. Fetisova, T.S. Khruzina, E.A. Kolotilov, L.V. Mossakovskaya, S.L. Ovchinnikov, and I.B. Voloshina), *VizieR Online Data Catalog III/208* (1998).
16. Гонзалес-Сантамария и др. (I. González-Santamaría, M. Manteiga, A. Manchado, A. Ulla, and C. Dafonte), *Astron. Astrophys.* **630**, A150 (2019).
17. Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
18. Де Марко и др. (O. De Marco, T.C. Hillwig, and A.J. Smith), *Astron. J.* **136**, 323 (2008).
19. Де Робертис и др. (M.M. De Robertis, R.J. Dufour, and R.W. Hunt), *JRASC* **81** (1987).
20. Джаннини и др. (T. Giannini, S. Antonucci, B. Nisini, F. Bacciotti, and L. Podio), *Astrophys. J.* **814**, 52 (2015).

21. Джамманко и др. (C. Giammanco, S.E. Sale, R.L.M. Corradi, M.J. Barlow, K. Viironen, L. Sabin, M. Santander-Garcia, D.J. Frew, et al.), *Astron. Astrophys.* **525**, A58 (2011).
22. Джонсон и др. (H.M. Johnson, B. Balick, and A.R. Thompson), *Astron. Astrophys. J.* **233**, 919 (1979).
23. Дрю и др. (J.E. Drew, R. Greimel, M.J. Irwin, A. Aungwerojwit, M.J. Barlow, R.L.M. Corradi, J.J. Drake, B.T. G'ansicke, et al.), *MNRAS* **362**, 753 (2005).
24. Жанг (C.Y. Zhang), *Astron. Astrophys. J.* **410**, 239 (1993).
25. Жанг, Квок (C.Y. Zhang and S. Kwok), *Astron. Astrophys.* **237**, 479 (1991).
26. Калер (J.B. Kaler), *Astron. Astrophys. J.* **220**, 887 (1978).
27. Калер и др. (J.B. Kaler, L.H. Aller, and S.J. Czyzak), *Astron. Astrophys. J.* **203**, 636 (1976).
28. Кан и др. (J.H. Cahn, J.B. Kaler, and L. Stanghellini), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **94**, 399 (1992).
29. Каприотти (E.R. Capriotti), *Astron. Astrophys. J.* **140**, 632 (1964).
30. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astron. Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
31. Квереза и др. (C. Quireza, H.J. Rocha-Pinto, and W.J. Maciel), *Astron. Astrophys.* **475**, 217 (2007).
32. Квиттер и др. (K.B. Kwitter, R.B.C. Henry, and J.B. Milingo), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 80 (2003).
33. Квок, Хсиа (S. Kwok and C.H. Hsia), *Astron. Astrophys. J.* **660**, 341 (2007).
34. Кингсбург, Барлоу (R.L. Kingsburg and M.J. Barlow), *MNRAS* **257**, 317 (1992).
35. Кларк и др. (D.M. Clark, J.A. López, M.L. Edwards, and C. Winge), *Astron. J.* **148**, 98 (2014).
36. Кондратьева (L.N. Kondratyeva), *Astron. and Astrophys. Transactions* **24**, 291 (2005).
37. Костякова Е.Б., Архипова В.П., *Астрон. журн.* **86**, 1237 (2009).
38. Лиу и др. (X.-W. Liu, S.-G. Luo, M.J. Barlow, I.J. Danziger, P.J. Storey), *MNRAS* **327**, 141 (2001).
39. Лухман, Риеке (K.L. Luhman and G.H. Rieke), *Astron. Astrophys. J.* **461**, 298 (1996).
40. Миллер Бертолами (M.M. Miller Bertolami), *Astron. Astrophys.* **588**, A25 (2016).
41. Миранда, Сольф (L.F. Miranda and J. Solf), *Astron. Astrophys.* **244**, 353 (1989).
42. О'Делл (C.R. O'Dell), *Astron. Astrophys. J.* **138**, 293 (1963).
43. Осава (R. Ohsawa, T. Onaka, I. Sakon, M. Matsuura, and H. Kaneda), *Astron. J.* **151**, 93 (2016).
44. Пеймберт (M. Peimbert), *Planetary Nebulae, Observation and Theory* (Ed. Y. Terzian, Dordrecht: Reidel), *IAU Symp.* **76**, 215 (1978).
45. Перинотто (M. Perinotto), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **76**, 687 (1991).
46. Пиклес (A.J. Pickles), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **59**, 33 (1985).
47. Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В. и др., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 894 (2020) [S.A. Potanin, et al., *Astron. Lett.* **46**, 837 (2020)].
48. Потташ (S.R. Pottasch), *Планетарные туманности* (М.: Мир, 1987).
49. Прейте-Мартинес, Потташ (A. Preite-Martinez and S.R. Pottasch), *Astron. Astrophys.* **126**, 31 (1983).
50. Руди и др. (R.J. Rudy, G.S. Rossano, P. Erwin, R.C. Puetter, and W.A. Feibelman), *Astron. Astrophys. J.* **105**, 1002 (1993).
51. Сергеев, Хайсбергер (S.G. Sergeev and F. Heisberger), *A Users Manual for SPE*. Wien (1993).
52. Ситон (M.J. Seaton), *MNRAS* **187**, 73 (1979).
53. Тыленда и др. (R. Tylenda, A. Acker, and B. Stenholm), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **102**, 595 (1993).
54. Фаундес-Абанс, Масель (M. Faúndez-Abans and W.J. Maciel), *Astron. Astrophys.* **158**, 228 (1986).
55. Филлипс (J.P. Phillips), *Astron. Astrophys. J. Suppl. Ser.* **139**, 199 (2002).
56. Филлипс (J.P. Phillips), *MNRAS* **353**, 589 (2004).
57. Фрю и др. (D.J. Frew, Q.A. Parker, and I.S. Bojčić), *MNRAS* **455**, 1459 (2016).
58. Хаббл (E. Hubble), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **33**, 174 (1921).
59. Хаммер, Стори (D.G. Hummer and P.J. Storey), *MNRAS* **224**, 801 (1987).
60. Хсиа и др. (C.H. Hsia, W.H. Ip, and J.Z. Li), *Astron. Astrophys. J.* **131**, 3040 (2006).
61. Хьюнг, Аллер (S. Hyung and L. Aller), *MNRAS* **278**, 551 (1996).
62. Чернай, Уотсон (N. Chornay and N.A. Walton), *arXiv:2102.13654v1* (2021).
63. Эскудеро и др. (A.V. Escudero, R.D.D. Costa, and W.J. Maciel), *Astron. Astrophys.* **414**, 211 (2004).
64. Янг и др. (B.W. Jiang, Ke Zhang, A. Li, and C.M. Lisse), *Astron. Astrophys. J.* **765**, 72 (2013).

Приложение: спектральные данные для Нб 12

Таблица 7. Наблюдаемые интенсивности эмиссионных линий, выраженные в единицах $F(H\beta) = 100$, которые были получены в ходе наблюдений на КАС в 2011–2019 гг.

λ , Å	Ион	F(11)	F(15)	F(16)	F(17)	F(18)	F(19)	F(19a)	F(19b)
4101	H I	12.3	18.3	14.2	—	15.8	11.3	—	—
4340	H I	33.9	33.2	34.1	37.2	34.0	31.1	39.1	34.2
4363	[O III]	10.0	9.6	9.4	10.4	9.5	9.18	12.4	8.4
4471	He I	3.68	4.08	3.41	3.40	3.37	3.91		
4387	He I	—	—	—	—	—	—	0.69	—
4713	He I	0.66	0.71	0.76	—	—	1.59	0.96	0.91
4861	H I	100	100	100	100	100	100	100	100
4920	He I	—	—	—	—	—	—	2.0	0.99
4959	[O III]	183	181	189	181	186	203	183	167
5007	[O III]	574	564	586	571	584	629	570	522
5147	[Fe IV]	—	—	—	—	—	0.14	—	—
5159	[Fe II]	—	—	—	—	—	0.12	—	—
5192	[Ar III]	0.44	0.27	—	—	0.37	0.60	0.47	0.31
5270	[Fe III]	0.37	—	—	—	—	0.61	0.38	0.44
5517	[Cl III]	—	—	—	—	0.16	—	—	—
5537	[Cl III]	—	0.26	0.29	—	0.40	0.30	0.36	0.24
5577	[O I]	0.89	0.39	0.43	0.78	—	0.42	0.16	0.30
5666	N II	—	—	0.16	—	—	—	—	—
5680	N II	—	—	0.28	—	—	0.17	0.59	0.29
5755	[N II]	10.7	9.15	11.7	9.67	9.70	8.65	11.2	8.42
5876	He I	28.0	27.4	31.5	26.8	30.3	24.2	29.3	23.2
5959	O I	—	0.23	0.35	—	0.21	0.19	0.43	0.24
5979	Si II	—	0.18	0.27	—	0.20	0.24	0.39	0.17
6048	O I	—	0.31	0.40	0.26	0.26	0.23	0.38	0.24
6300	[O I]	4.63	2.43	2.91	2.93	3.29	2.47	2.91	2.45
6312	[S III]	8.02	8.56	8.40	7.88	8.55	7.69	9.54	7.48
6347	Si II	—	0.39	0.45	0.32	—	0.33	0.43	0.27
6363	[O I]	0.77	0.99	1.20	0.77	0.92	0.70	1.40	0.81
6563	H I	662	690	671	671	683	—	641	626
6584	[N II]	65.0	71.0	95.0	79.0	80.0	84.5	73.2	62.8
6678	He I	9.98	9.05	10.53	8.80	9.60	8.67	10.8	7.98

Таблица 7. Окончание

λ , Å	Ион	F(11)	F(15)	F(16)	F(17)	F(18)	F(19)	F(19a)	F(19b)
6717	[S II]	0.62	0.55	0.64	0.57	0.99	0.43	0.58	0.77
6731	[S II]	1.21	1.17	1.29	1.28	1.24	0.96	1.62	1.46
7002	O I	—	—	0.25	—	—	0.23	0.58	0.22
7065	He I	34.73	33.12	33.35	36.65	32.70	23.5	39.2	26.7
7135	[Ar III]	63.07	60.27	60.18	64.11	60.29	43.1	69.0	47.8
7236	C II	—	—	0.85	—	0.85	0.46	—	0.74
7253	O I	0.76	0.52	0.52	—	0.85	0.40	0.61	0.70
7281	He I	3.45	2.97	2.97	—	5.08	3.14	3.48	2.55
7325	[O II]	126	97.56	98.1	98	97	71.0	120.1	79.9
7376	?	—	—	—	—	—	—	0.26	—
7467	N I?	—	—	—	—	—	—	0.23	—
7751	[Ar III]	21.06	15.63	15.63	19.51	17.6	11.3	17.4	—
8323	H I	—	0.06	0.11	0.12	0.20	0.15	—	—
8334	H I	—	0.23	0.20	0.24	0.28	0.24	—	—
8346	H I	—	0.50	0.58	0.54	0.44	0.55	—	—
8361	He I	1.17	0.93	1.03	0.96	1.10	0.96	—	—
8375	H I	0.68	0.61	0.68	0.57	0.57	0.67	—	—
8392	H I	1.04	0.94	1.05	0.88	0.74	0.81	—	—
8413	H I	1.08	1.09	1.09	1.11	1.09	0.84	—	—
8442	H I/O I	10.4	8.45	7.63	7.77	9.63	7.05	10.2	—
8467	H I	2.19	1.77	1.42	1.56	1.71	1.44	—	—
8502	H I	2.87	2.24	2.19	1.95	2.22	2.02	2.82	—
8545	H I	3.22	2.41	2.30	2.17	2.67	2.53	3.12	—
8598	H I	3.65	3.11	2.35	2.59	3.34	2.43	4.16	—
8665	H I	5.40	4.19	5.11	3.82	4.33	3.36	3.50	—
8750	H I	6.32	4.51	4.06	4.57	5.20	3.64	5.27	—
8862	H I	8.19	5.65	5.36	6.07	—	4.51	6.02	—
9015	H I	10.9	—	7.05	7.31	—	5.24	7.89	—
9069	[S III]	119	—	—	82.7	102	—	92.9	—
9229	H I	—	—	—	11.64	—	—	—	—
9532	[S III]	—	—	—	198	—	—	—	—

Таблица 8. Наблюдаемые интенсивности эмиссионных линий, выраженные в единицах $F(H\beta) = 100$, которые были получены в ходе наблюдений на 2.5-м телескопе КГО 7 ноября 2019 г. и 20 января 2020 г.

$\lambda, \text{\AA}$	Ион	F(19c)	F(20)	$\lambda, \text{\AA}$	Ион	F(19c)	F(20)
3687	H I	—	0.54	5273	[Fe III]	0.31	0.23
3692	H I	—	0.60	5299	O I	—	0.10
3697	H I	—	0.67	5513	O I	—	0.07
3705	He I	0.75	1.20	5517	[Cl III]	—	0.08
3712	H I	0.74	1.05	5537	[Cl III]	—	0.30
3726	[SIII]/[OII]	6.12	5.75	5555	O I	—	0.14
3734	H I	1.16	1.41	5577	[O I]	—	0.12
3750	H I	—	1.89	5667	N II	—	0.32
3771	H I	—	2.34	5680	N II	—	0.19
3798	H I	—	3.06	5755	[N II]	10.5	12.1
3819	He I	1.07	0.84	5868	Si II	—	0.04
3835	HI/HeI	4.02	4.04	5876	He I	26.8	31.6
3869	[Ne III]	31.8	33.9	5932	N II	—	0.12
3889	H I	7.01	7.33	5942	N II	—	0.20
3967	[Ne III]	18.2	20.6	5958	O I	0.30	—
4009	[NeIII]/HI	—	0.19	5978	Si II	0.28	0.23
4026	He I	—	1.68	6048	O I	0.58	0.33
4069	[S II]	1.16	0.97	6300	[O I]	0.86	2.69
4076	[S II]	—	0.33	6312	[S III]	8.97	10.6
4101	H I	15.3	15.4	6347	Si II	0.42	0.42
4121	He I	0.32	0.28	6363	[O I]	0.86	0.91
4144	He I	0.29	0.24	6371	Si II	0.30	0.26
4340	H I	35.4	33.3	6461	N II	0.11	0.07
4363	[O III]	10.5	10.1	6481	N II	0.11	0.10
4388	He I	0.57	0.53	6548	[N II]	21.2	19.9
4414	[Fe II]	—	0.26	6563	HI	—	—
4471	He I	4.49	4.17	6584	[N II]	65.9	61.3
4631	N II	—	0.15	6678	He I	11.0	11.8
4641	N III	—	0.34	6717	[S II]	0.65	0.44
4649	O II	—	0.31	6731	[S II]	1.31	0.88
4676	O II	—	0.04	7002	O I	0.48	0.39
4686	He II	—	0.14	7065	He I	38.7	39.0

Таблица 8. Окончание

λ , Å	Ион	F(19c)	F(20)	λ , Å	Ион	F(19c)	F(20)
4701	[Fe III]	—	0.24	7136	[Ar III]	62.6	67.0
4713	He I	1.13	0.93	7155	[Fe II]	—	0.10
4740	[Ar IV]	0.19	0.22	7161	He I	—	0.11
4861	H I	100	100	7172	[Ar IV]	0.17	0.16
4921	He I	1.58	1.49	7232	C II	—	0.36
4932	[O III]	—	0.15	7236	[Ar IV]	1.44	0.75
4959	[O III]	186	188	7254	O I	1.10	0.98
5007	[O III]	598	601	7281	He I	2.76	3.26
5047	Si II	0.28	0.29	7307	O III?	1.05	1.13
5056	Si II	0.25	0.22	7319	[O II]	57.4	65.1
5147	[Fe IV]	0.22	0.18	7330	[O II]	46.3	52.6
5191	[ArIII]/[NI]	0.21	0.25	7377	[Ni II]	—	0.08
5197	[N I]	—	0.12	7444	N II	—	0.13
5263	[Fe II]	0.16	0.08				

К ВОПРОСУ О ХОЛЛОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ДИСКАХ

© 2021 г. В. Ю. Захаров^{1*}, Т. Г. Чернова¹

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Поступила в редакцию 05.04.2021 г.

После доработки 07.07.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

В рамках холловской магнитной гидродинамики рассмотрены малые возмущения протозвездного диска, имеющего вертикальную и азимутальную компоненты магнитного поля. Аналитически исследовано дисперсионное уравнение. Получены достаточное условие устойчивости однородного состояния и диапазоны для скоростей линейных волн трех типов. Показано, что неустойчивыми могут быть только волны с большими фазовыми скоростями. Исследовано влияние на неустойчивость параметров невозмущенного состояния и угла распространения линейной волны.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика, магнитное поле, дисперсионное уравнение, холловская неустойчивость.

DOI: 10.31857/S0320010821080040

ВВЕДЕНИЕ

Проблема магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей дифференциально вращающегося газа в различных постановках рассматривалась в ряде работ (см., например, Бальбус и др., 1991, 2001; Уордл, 1999; Пандей и др., 2008; Песса и др., 2005). В (Бальбус и др., 1991) изучалась магниторотационная неустойчивость, необходимым условием которой являлось уменьшение частоты вращения диска с увеличением радиальной координаты. В работах (Уордл, 1999; Бальбус и др., 2001; Пандей и др., 2008) рассматривались неустойчивости альфвеновских возмущений, причем в случае слабоионизованной плазмы протозвездных дисков была выяснена важная роль эффектов холловского тока, связанного с различием в движении ионов и электронов вследствие отличия в частотах их столкновений с частицами нейтрального газа. В (Песса и др., 2005) было показано, что наличие в диске достаточно сильного азимутального магнитного поля может приводить к развитию двух новых неустойчивостей магнитозвуковой волны. В работах (Бонанно и др., 2006, 2007, 2008а,б) изучалась неустойчивость сжимаемых МГД-волн, проявляющаяся в дисках, имеющих одновременно азимутальную и радиальную компоненты магнитного поля. В (Штемлер и др., 2007; Ливертс и др., 2007) была предсказана возможность существования еще одного вида неустойчивости магнитозвуковых волн, названной авторами холловской.

Неустойчивость возникает в протозвездных и протопланетных дисках, имеющих неоднородности радиального распределения магнитного поля и плотности. В (Ливертс и др., 2007) было показано, что если магнитное поле перпендикулярно плоскости диска, то неаксисимметричные возмущения, распространяющиеся вдоль азимута, оказываются неустойчивыми. Механизм неустойчивости связан с появлением в среде холловской волны, вызывающей конвективный перенос магнитного поля. В работе Прудских (2012) в рамках холловской магнитогидродинамики рассматривались возмущения протозвездного диска при отсутствии неоднородностей в распределении плотности вещества. Предполагалось, что магнитное поле содержит азимутальную и вертикальную компоненты, а волновой вектор флуктуаций содержит только азимутальную компоненту. Электронная проводимость вдоль силовых линий предполагается высокой, а движение нейтрального газа и ионов совместным. Такое приближение справедливо во внешних хорошо проводящих областях дисков с плотностью нейтральных частиц $n_n \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (Прудских, 2012). Было получено дисперсионное уравнение, и на основе его численного анализа показана возможность неустойчивости линейных волн, изучена зависимость инкремента неустойчивости от параметров невозмущенного состояния.

В настоящей работе аналитически изучено дисперсионное уравнение из работы Прудских (2012),

*Электронный адрес: vladiyuz@mail.ru

получено достаточное условие устойчивости однородного состояния, изучено влияние параметра холла и других параметров на устойчивость.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

В работе Прудских (2012) рассматривалась задача об устойчивости протозвездного диска, частота вращения которого $\Omega = \Omega(r)$ зависит только от расстояния до оси вращения и в состоянии равновесия азимутальная невозмущенная скорость среды равна $\mathbf{V}_\theta = \mathbf{e}_\theta \Omega r$. Система МГД-уравнений имеет вид (Прудских, 2012)

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{J} \times \mathbf{B}] - \nabla P + \rho \mathbf{g}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \text{rot} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en_e}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (3)$$

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{B}, \quad (4)$$

где ρ , \mathbf{V} и P — плотность, скорость и давление плазмы, $\mathbf{g} = (-g, 0, 0)$ — вектор напряженности гравитационного поля. Второе слагаемое справа в уравнении (2) описывает холловский ток. Предполагается, что невозмущенное магнитное поле $\mathbf{B}_0 = (0, B_{\theta 0}, B_{z0})$ содержит азимутальную и аксиальную компоненты, а распределение плотности и магнитное поле \mathbf{B}_0 в диске считаются постоянными и не зависящими от радиальной координаты.

В работе Прудских (2012) в рамках системы (1)–(4) рассматривались малые возмущения однородного состояния. Предполагалось, что возмущение любой из переменных системы в цилиндрической системе координат имеет вид

$$A(\theta, t) = A_0 \exp i(m\theta - \omega t). \quad (5)$$

Получено дисперсионное уравнение для безразмерной частоты W линейных волн, которое для удобства можно записать в виде

$$\begin{aligned} W^6 - A_4 W^4 + A_2 W^2 - A_0 &= 0, \quad (6) \\ A_4 &= 1 + (1 + \beta + \sin^2 \theta) K^2 + \\ &+ K^4 H^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta, \\ A_2 &= \left\{ 1 + (1 + 2\beta) K^2 + \right. \\ &+ \left. \left[\frac{5}{2} + (1 + \beta K^2) H \right] H K^2 \cos^2 \theta \right\} K^2 \sin^2 \theta, \\ A_0 &= \beta K^6 \sin^4 \theta, \end{aligned}$$

где $W = \frac{\omega - m\Omega}{\Omega}$ — безразмерная частота, $K = \frac{kV_A}{\Omega}$ — безразмерный волновой вектор, $k = \frac{m}{r}$ — азимутальный волновой вектор, $V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ — альфвеновская скорость, $\beta = \frac{c_S^2}{V_A^2}$, c_S — скорость звука, θ — угол между нормалью к диску и направлением невозмущенного магнитного поля ($B_{\theta 0} = B_0 \sin \theta$ и $B_{z0} = B_0 \cos \theta$), $\omega_{ciz} = \frac{eB_{z0}}{m_i c}$ — ионная циклотронная частота в поле B_{z0} , $\omega_{cz} = \omega_{ciz} \left(\frac{\rho_i}{\rho} \right)$, параметр $H = \frac{\Omega}{\omega_{cz}}$ учитывает эффект холловского тока, ρ_i — массовая ионная плотность.

АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Уравнение (6) является бикубическим многопараметрическим уравнением. Наличие у уравнения (6) трех положительных корней будет гарантировать наличие трех симметричных отрицательных корней и устойчивость однородного состояния. Изменение параметров K , β , H , θ влияет на величину и количество действительных корней уравнения (6).

Перепишем уравнение (6) в виде

$$f(W) = g(W), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} f(W) &= (W^2 - K^2 \sin^2 \theta) \times \\ &\times [W^4 - W^2 (1 + (1 + \beta) K^2) + \beta K^4 \sin^2 \theta], \\ g(W) &= H K^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta W^2 \times \\ &\times \left[H W^2 - \frac{5}{2} - (1 + \beta K^2) H \right]. \end{aligned}$$

Представление дисперсионного уравнения в виде (7) уже использовалось авторами для удобства его аналитического исследования, исходя из геометрических свойств функций $f(W)$ и $g(W)$ (Захаров и др., 2015). По количеству общих точек этих функций можно судить о количестве действительных корней дисперсионного уравнения (6). В частных случаях: $\sin \theta = 0$, $\cos \theta = 0$, $H = 0$, уравнение (7) всегда имеет шесть действительных корней с учетом их кратности.

Выясним взаимное расположение графиков четных функций $f(W)$ и $g(W)$ в общем случае: $\sin \theta \neq 0$, $\cos \theta \neq 0$, $H \neq 0$, при положительных значениях W . Видно, что функция $f(W)$ всегда

имеет три положительных корня $W_1 < W_2 < W_3$ ($W_2^2 = K^2 \sin^2 \theta$).

Корни W_1 и W_3 определяются биквадратным множителем в квадратных скобках функции $f(W)$ и могут быть выписаны в явном виде. С учетом неравенства $f(0) < 0$ можно схематично изобразить график $f(W)$ для положительных значений W (рис. 1). Помимо корней у функции $f(W)$ есть еще характерная точка W_* ($W_*^2 = 1 + \beta K^2$), которая всегда расположена между W_1 и W_3 . Поэтому имеет место тройное неравенство

$$W_1^2 < \min \{W_2^2, W_*^2\} < \max \{W_2^2, W_*^2\} < W_3^2.$$

Взаимное расположение значений W_* и W_2 определяется знаком выражения

$$W_*^2 - W_2^2 = 1 + K^2 (\beta - \sin^2 \theta).$$

Случай $W_*^2 \leq W_2^2$ реализуется при

$$1 + \beta K^2 \leq K^2 \sin^2 \theta, \quad (8)$$

что может выполняться при $\beta < 1$ и достаточно больших значениях K^2 и углах θ таких, что $\sin^2 \theta > \beta$.

Случай $W_*^2 > W_2^2$ реализуется при

$$1 + \beta K^2 > K^2 \sin^2 \theta, \quad (9)$$

что всегда выполняется при $\beta \geq 1$ и любых значениях K и углов.

Функция $g(W)$ всегда имеет нулевой корень второй кратности и положительный корень W_{**} :

$$W_{**}^2 = 1 + \beta K^2 + \frac{5}{2H} > W_*^2.$$

На рис. 1а,б изображены графики функций $f(W)$ и $g(W)$ для случая $W_*^2 \leq W_2^2$ (рис. 1а) и $W_*^2 > W_2^2$ (рис. 1б).

На рис. 1а,б изображены случаи устойчивости, когда $g(W_3) \geq 0$ или

$$W_{**}^2 \leq W_3^2. \quad (10)$$

В этом случае графики $f(W)$ и $g(W)$ всегда имеют три общих точки на положительной полуоси W (степень функции $g(W)$ меньше степени $f(W)$, поэтому общая точка с большим значением W всегда будет существовать). При этом из рисунка нетрудно увидеть диапазоны для значений корней дисперсионного уравнения (7). Если обозначить положительные корни (7) $\tilde{W}_1 < \tilde{W}_2 < \tilde{W}_3$ в порядке возрастания, то для меньшего корня \tilde{W}_1 $\tilde{W}_1^2 < W_1^2$, причем с увеличением параметра Холла значение \tilde{W}_1 растёт. Для второго по величине корня \tilde{W}_2 уравнения (7) $\min \{W_2^2, W_*^2\} < \tilde{W}_2^2 < W_{**}^2$.

Для наибольшего по величине корня \tilde{W}_3 уравнения (7) всегда имеет место неравенство $\tilde{W}_3^2 > W_3^2$. При стремлении параметра Холла к нулю значения корней $\tilde{W}_1, \tilde{W}_2, \tilde{W}_3$ дисперсионного уравнения (7) стремятся к W_1, W_2, W_3 соответственно.

При нарушении неравенства (10):

$$W_{**}^2 > W_3^2 (g(W_3) < 0) \quad (11)$$

возможны как случай устойчивости, так и неустойчивости. На рис. 1в изображен случай устойчивости. Он реализуется при небольших значениях параметра Холла, которые гарантируют прижатие графика функции $g(W)$ к оси W и наличие двух общих точек графиков $f(W)$ и $g(W)$ на интервале (W_2, W_3) . Увеличение значения H может привести к тому, что графики $f(W)$ и $g(W)$ не будут иметь общих точек на интервале (W_2, W_3) (рис. 1г). Однако с дальнейшим ростом H корень

$$W_{**} = \sqrt{1 + \beta K^2 + \frac{5}{2H}} \rightarrow W_* = \sqrt{1 + \beta K^2}$$

и случай (11) превратится в случай устойчивости (10).

Таким образом, неравенство (10) является достаточным условием устойчивости. Условие (10) нетрудно переписать в виде

$$\left(\frac{5}{2H}\right)^2 + \frac{5}{2H} (1 + \beta K^2 - K^2) - K^2 (1 + \beta K^2 \cos^2 \theta) \leq 0 \quad (12.1)$$

или

$$\left(\frac{5}{2H} - K^2\right) \left(\frac{5}{2H} + 1 + \beta K^2\right) + \beta K^4 \sin^2 \theta \leq 0. \quad (12.2)$$

Из (12.1) следует, что при достаточно больших значениях параметра Холла два первых слагаемых будут стремиться к нулю, и левая часть станет отрицательной. Также неравенство (12.2) будет выполняться, начиная с некоторого достаточного большого значения K .

В работе Прудских (2012) численный анализ дисперсионного уравнения проводился для характерных значений протозвездных дисков $H \sim 1 - 10$, $\beta \sim 0.5 - 2$, характерное значение частоты вращения на расстоянии 1 а.е. от центра вращения составляет $\Omega \sim 10^{-7}$ Гц, а величина магнитного поля $B_0 \sim 0.1$ Гс. Также была проведена оценка инкремента неустойчивости $\text{Im } W$ и показано, что его максимальное значение не превосходит 0.06.

Из неравенств (12) можно получать оценки одного из входящих в них параметров через заданные

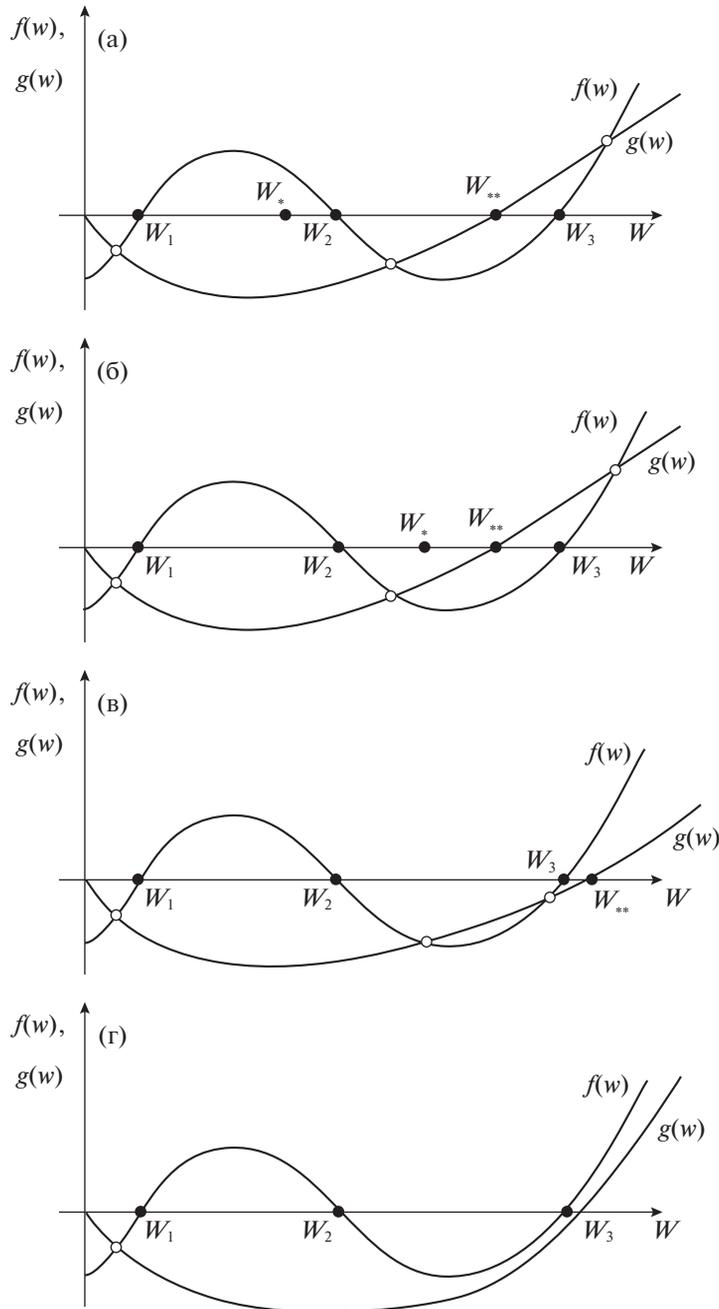


Рис. 1. Взаимное расположение функций $f(W)$ и $g(W)$. Графики (а), (б), (в) соответствуют случаям устойчивости, график (г) — случаю неустойчивости.

другие. Например, для характерных значений $H = 5$, $\beta = 1$, $\theta = \frac{\pi}{4}$ получим, что неустойчивость возможна только при $K < 0.76$. Поскольку $K = \frac{kV_A}{\Omega}$ и $k = \frac{m}{r}$, то при характерных значениях на расстоянии $r = 1$ а.е. $V_A \approx 10^4$ см/с, $\Omega \sim 10^{-7}$ Гц можно получить оценку азимутального числа неустойчивого возмущения $m \leq 110$, совпадающую с оценкой $m \approx 30-100$ (Прудских, 2012).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ рис. 1а–г и неравенств (12.1), (12.2) позволяет сделать следующие выводы относительно возможности неустойчивости однородного состояния плазмы:

1) неустойчивость может появляться только при нарушении неравенства (12.1), которое является достаточным условием устойчивости;

2) на рис. 1 видны интервалы, в которых изменяются фазовые скорости линейных волн. Волна

с меньшей скоростью всегда устойчива. Неустойчивыми могут быть только две волны с большими фазовыми скоростями;

3) при нарушении неравенств (12.1), (12.2) среди значений параметра Холла может существовать ограниченный слева и справа промежуток, в котором возможна неустойчивость в зависимости от значений других параметров K , β , θ ;

4) из вида функции $g(W)$ следует, что если при $\theta = 45^\circ$ будет устойчивость (коэффициент $\cos^2 \theta \sin^2 \theta$ максимален и равен 0.5), то и при остальных значениях угла θ также будет устойчивость. Таким образом, неустойчивость наиболее эффективно развивается при $\theta \approx 45^\circ$;

5) так как параметр β в уравнение (8) входит в виде произведения βK^2 , то уменьшение плазменного β приводит к увеличению интервала неустойчивости длин волн.

Выводы 3)–5) согласуются с выводами Прудских (2012), сделанными на основе численного анализа дисперсионного уравнения и построения диаграмм областей неустойчивости при некоторых фиксированных значениях параметров.

Согласно работе Прудских (2012), обнаруженная холловская неустойчивость отличается от рассмотренных в (Штемлер и др., 2007; Ливертс и др., 2007) и может проявляться в астрофизических дисках, не содержащих градиенты плотности и магнитного поля нулевого порядка. В протопланетных дисках рассмотренная неустойчивость может

приводить к дроблению кольцевого элемента на отдельные фрагменты и образованию планетезималей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бальбус и др. (S.A. Balbus and J.F. Hawley), *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
2. Бальбус и др. (S.A. Balbus and C. Terquem), *Astrophys. J.* **552**, 235 (2001).
3. Бонанно и др. (A. Bonano and V. Urpin), *Phys. Rev. E* **73**, 066301 (2006).
4. Бонанно и др. (A. Bonano and V. Urpin), *Astrophys. J.* **662**, 851 (2007).
5. Бонанно и др. (A. Bonano and V. Urpin), *Astron. Astrophys.* **480**, 27 (2008a).
6. Бонанно и др. (A. Bonano and V. Urpin), *Astron. Astrophys.* **488**, 1 (2008b).
7. Захаров В.Ю., Чернова Т.Г., Степанов С.Е., *Физика плазмы* **41**, 386 (2015).
8. Ливертс и др. (E. Liverts, M. Mond and A.D. Chernin), *Astrophys. J.* **666**, 1226 (2007).
9. Пандей и др. (B.P. Pandey and M. Wardle), *MNRAS* **385**, 2269 (2008).
10. Песса и др. (M.E. Pessah and D. Psaltis), *Astrophys. J.* **628**, 879 (2005).
11. Прудских В.В., *Астрон. журн.* **89**, 545 (2012).
12. Уордл (M. Wardle), *MNRAS* **307**, 849 (1999).
13. Штемлер и др. (Yu.M. Shtemler, E. Liverts, and M. Mond), *Astrophys. J.* **665**, 1371 (2007).