

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 4

Апрель 2023



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 4, 2023

SDSS-IV MaNGA: источники ионизации диффузной газовой среды на больших галактических высотах <i>В. К. Постникова, Д. В. Бизяев</i>	237
Теоретические оценки массы мириды R Hydrae <i>Ю. А. Фадеев</i>	255
Цефеиды V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132: первое пересечение полосы неустойчивости <i>Л. Н. Бердников, Е. Н. Пастухова</i>	264
Вековая динамика ряда планет из каталога TESS, обнаруженных в двойных звездных системах <i>А. В. Мельников, Ю. Г. Копылова</i>	280
Температура столкновительной плазмы и бетатронное ускорение квазитепловых электронов в солнечных вспышках <i>Ю. Т. Цап, В. Ф. Мельников</i>	289

SDSS-IV MaNGA: ИСТОЧНИКИ ИОНИЗАЦИИ ДИФФУЗНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА БОЛЬШИХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ВЫСОТАХ

© 2023 г. В. К. Постникова^{1,2*}, Д. В. Бизяев^{1,3}

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

³Обсерватория Апаچی Поинт, Университет штата Нью Мексико, Нью Мексико, США

Поступила в редакцию 24.02.2023 г.

После доработки 27.04.2023 г.; принята к публикации 27.04.2023 г.

Мы исследуем источники ионизации диффузного газа на различных галактических высотах в различных по звездной массе, светимости в $H\alpha$ и удельному темпу звездообразования галактиках. Для этого мы привлекаем данные релиза DR16 обзора SDSS-IV MaNGA и теоретические модели фотоионизации и ударной ионизации базы данных 3MdB. Наша итоговая выборка содержит 239 галактик, наблюдаемых точно с ребра, что делает результаты статистически значимыми и позволяет с помощью процедуры сложения спектров исследовать даже большие галактические высоты. С помощью диагностических диаграмм мы показываем, что для галактик всех исследуемых типов поведение диффузного ионизованного газа адекватно описывается моделями фотоионизации молодыми OB-звездами и горячими проэволюционировавшими маломассивными звездами. Однако в галактиках с большими звездными массами или с пассивным звездообразованием ударные волны также могут вносить свой вклад в ионизацию. Для галактик всех исследуемых типов мы получаем, что поток излучения от OB-звезд и ионизационный параметр с высотой уменьшаются, а относительный вклад горячих проэволюционировавших маломассивных звезд в ионизацию увеличивается. При этом наибольшая разница вклада данных источников в ионизацию газовой среды наблюдается между галактиками с различными удельными темпами звездообразования и с различными звездными массами: проэволюционировавшие маломассивные звезды являются основным источником ионизации газа в галактиках с пассивным звездообразованием (и с большими звездными массами), тогда как в галактиках с активным звездообразованием (и с меньшими звездными массами) OB-звезды являются определяющим фактором ионизации диффузной газовой среды.

Ключевые слова: галактики, диффузный ионизованный газ, оптическая спектроскопия, моделирование.

DOI: 10.31857/S0320010823040046, EDN: CVEMBT

ВВЕДЕНИЕ

Работа Хойла и Эллис (1963) положила начало исследованию диффузной ионизованной газовой среды (DIG — diffuse ionized gas) в Галактике, что в дальнейшем привело к ее обнаружению как в плоскости, так и на существенных высотах Галактики (Рейнольдс и др., 1973). Позже диффузный ионизованный газ удалось обнаружить и в других галактиках (Деттмар, 1990; Рэнд и др., 1990). Более того, он является доминирующей фазой на расстояниях порядка килопарсека над плоскостью диска (Рейнольдс, 1991). До недавнего времени

движение нейтрального (Свотерс и др., 1997; Мараско и др., 2019) и ионизованного (Рэнд, 2000) газа было довольно хорошо изучено только для нескольких близких галактик. Прогресс массивных спектральных обзоров внегалактических объектов в последние годы позволил также изучить кинематику ионизованного газа внутри и вокруг галактик местной Вселенной для статистически значимых выборок (Бизяев и др., 2017, 2022; Леви и др., 2019).

В то же время источники ионизации газа на больших высотах (далее eDIG — extra-planar diffuse ionized gas) до сих пор исследованы плохо как для нашей, так и для других галактик. С одной стороны, потока ионизирующего излучения от OB-

*Электронный адрес: vraeranaz@gmail.com

звезд в галактической плоскости хватает для объяснения ионизации газа в галактиках с заметным звездообразованием (Хаффнер и др., 2009; Флорес-Фахардо и др., 2011). С другой стороны, отношения интенсивностей запрещенных линий на больших высотах в отдельных галактиках требуют привлечения проэволюционировавших звезд в качестве основных источников ионизации газа (Флорес-Фахардо и др., 2011; Жанг и др., 2017; Джонс и др., 2017). Ионизация ударными волнами также рассматривалась как возможный сценарий для объяснения излучения eDIG (Коллинз, Рэнд, 2001).

Крупный релиз данных DR16 (Data Release 16, Ахумада и др., 2020) спектрального обзора MaNGA (Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory, Банди и др., 2015) проекта SDSS-IV (Sloan Digital Sky Survey, Йорк и др., 2000; Блантон и др., 2017) Survey, Йорк и др., 2000; Блантон и др., 2017) DR16 (Data Release 16, Ахумада и др., 2020) позволяет сформировать большую выборку объектов, в которых eDIG удобно наблюдать. Благодаря большому числу галактик, с помощью сложения спектров мы можем исследовать эмиссионные линии от eDIG на экстремальных высотах над плоскостью галактики — до десятка килопарсек. Уточнение результатов с использованием моделирования и новой выборки галактик, основанной на одном из последних релизов данных MaNGA, является основной задачей данного исследования.

В следующем разделе мы описываем используемые данные MaNGA, их анализ и обработку. Затем мы представляем применяемые в работе диагностические диаграммы, а также данные моделирования. Далее мы сообщаем результаты нашей работы, после чего производим их обсуждение. Заключительный раздел содержит основные этапы проделанной работы и выводы из нее. В данной статье мы принимаем постоянную Хаббла равной 70 км/с/Мпк .

ДАННЫЕ SDSS-IV MaNGA

Спектры MaNGA

Для исследования выборки галактик мы используем данные релиза DR16 спектрального обзора MaNGA проекта SDSS-IV.

Обзор MaNGA выполнен на 2.5-м Слоановском телескопе (Ганн и др., 2006) обсерватории Апачи-Пойнт и обладает спектральным разрешением $R \sim 2000$ на длинах волн λ в интервале $3600\text{--}10\,300 \text{ \AA}$ (Сми и др., 2013). Для обзора было отобрано около 10 000 галактик таким образом, чтобы выборка обладала близким к равномерному спектром звездных масс и медианным красным смещением $z \approx 0.03$ (Уэйк и др., 2017).

Наиболее важное преимущество MaNGA состоит в том, что данный обзор предоставляет пространственно-разрешенную спектроскопическую картину. Это обеспечивается двумя волоконными спектрографами (Сми и др., 2013), оснащенными IFU (Integral Field Unit, Дрори и др., 2015) — модулями, состоящими из множества плотно упакованных волокон, для формирования индивидуальных спектров различных частей одного и того же объекта. Диаметр проекции каждого такого волокна на небесную сферу ~ 2 угл. сек, при этом, так как по техническим причинам волокна делаются круглыми в сечении и не могут прилегать друг к другу без зазоров, коэффициент покрытия волокнами (filling factor) площади IFU составляет $\approx 56\%$. Для обеспечения полного покрытия площади IFU наблюдения проводятся с применением пространственного дизеринга по трем точкам с последующим восстановлением изображения (Лоу и др., 2015).

Конвейерная обработка спектров MaNGA, переводящая низкоуровневые продукты (спектры в каждой точке) в высокоуровневые (восстановленные карты астрофизических величин, покрывающие галактику без зазоров), происходит в два этапа. Первый этап — конвейерная редукция данных, DRP (Data Reduction Pipeline, Лоу и др., 2016), в результате которой из сырых данных получают откалиброванные спектроскопические кубы, приведенные к однородному пространственному разрешению в 2.5 угл. сек и положенные на двумерную сетку с шагом 0.5 угл. сек. Точность спектрофотометрической калибровки потоков не хуже 5% по всему спектральному диапазону (Ян и др., 2016а,б). Второй этап — конвейерный анализ данных, DAP (Data Analysis Pipeline, Уэстфолл и др., 2019), использующий процедуру разделения эмиссионных и абсорбционных спектров с последующим восстановлением темпа звездообразования с помощью метода pPXF (Penalized Pixel-Fitting, Каппеллари и Эмселлем, 2004; Каппеллари, 2017), в результате которого получают глобальные параметры галактик, двумерные карты распределений различных астрофизических величин, а также кубы сложенных наблюдаемых (binned spectrum) и модельных спектров (best-fitting model spectrum).

Из обширных данных, предоставляемых обзором MaNGA, мы используем пространственно разрешенные спектры эмиссионных линий, полученные в результате вычитания модельного спектра континуума из наблюдаемого спектра галактик, двумерные карты интенсивностей эмиссионных линий и скоростей газа, а также полученные по результатам DAP и SDSS-фотометрии глобальные параметры галактик.

Процедура маскирования для выбранных галактик

Для исключения влияния нежелательных пространственных пикселей (так называемых спакселей) для каждой галактики выборки мы применяем спаксельную маску. С ее помощью в спектроскопических кубах остаются только спектры спакселей, обладающих следующими характеристиками:

- в рамках конвейерной обработки данных MaNGA для данного спакселя успешно проведено моделирование эмиссионного спектра, т.е. при моделировании эмиссионного спектра данный спаксель не был отмечен как нежелательный для дальнейшего использования;
- в рамках конвейерной обработки данных MaNGA для данного спакселя успешно проведено определение скорости газа по эмиссионным линиям, т.е. при расчете скорости газа по эмиссионным линиям данный спаксель не был отмечен как нежелательный для дальнейшего использования;
- отношение сигнала к шуму в линии $H\alpha$ для данного спакселя ≥ 3.0 ;
- модуль скорости газа для данного спакселя относительно центра соответствующей ему галактики ≤ 350 км/с.

Анализ выборки

Первоначальный отбор галактик, наблюдаемых с ребра, проводится на основании визуального просмотра композитных цветных изображений SDSS. Как показывает опыт создания большого каталога подобных объектов (Бизяев и др., 2014), а также выборки галактик с большим наклоном по обзору MaNGA (Бизяев и др., 2017), проекция пылевой полосы на центральную область галактики свидетельствует о том, что наклон плоскости галактики к лучу зрения $\geq 85^\circ$, что подтверждается расчетами (Бизяев и Кайсин, 2004; Мосенков и др., 2015). Большой наклон обеспечивает уверенность в том, что мы можем изучать газ на больших расстояниях от плоскости, без существенного наложения его на яркие области звездообразования в плоскости галактик. Выборка, сформированная на основании визуального просмотра, содержит 258 галактик, видимых с ребра.

Однако после просмотра глазом изображений галактик выборки вместе с картами излучения в линии $H\alpha$, картами эквивалентных ширин $EW(H\alpha)$, а также картами полей скоростей газа в линии $H\alpha$ и звезд выявляется необходимость в отсеивании некоторых галактик. Так, например, наша

выборка содержит несколько объектов, в которых газ и звезды вращаются в ортогональных плоскостях, что напоминает галактики с полярными кольцами (см., например, Моисеев и др., 2011). Будучи интересными объектами, данные галактики не позволяют изучать eDIG методом, применяемым в данной статье. В результате мы исключаем из выборки 32 галактики, имеющие как минимум одну из следующих проблем:

- вращение газа под большим углом к плоскости вращения звезд;
- несоответствие используемых фотометрических параметров галактики фактически наблюдаемой картине, например, когда при просмотре изображения галактики становится ясно, что определенный для нее эффективный радиус R_{eff} завышен в несколько раз;
- отсеивание маской подавляющего числа спакселей галактики, что не позволяет спектрам оставшихся спакселей данной галактики дать статистически значимый вклад в сложенные спектры.

Итоговая выборка содержит 239 галактик, мозаика которых представлена на рис. 1.

Процедура сложения спектров и определение потоков в эмиссионных линиях

Так как в поле нашего интереса попадают области, расположенные на больших высотах над дисками галактик, отношение сигнала к шуму в эмиссионных линиях таких спакселей в индивидуальных галактиках оказывается недостаточным для анализа спектров. С целью улучшения отношения сигнала к шуму мы проводим процедуру сложения многих спектров областей, относительно близких по своим физическим условиям. Для выделения таких областей всю оставшуюся выборку мы разделяем на приблизительно равные группы (так называемые бины) с близкими значениями некоторых физических величин (т.е. проводим процедуру бинирования). Чтобы исследовать состояние диффузного ионизованного газа в галактиках различных типов, а также на различных высотах над дисками галактик, в качестве таких физических величин мы выбираем:

- интегральную звездную массу галактики M_s , взятую из каталога NASA-Sloan atlas (см. <http://nsatlas.org>);

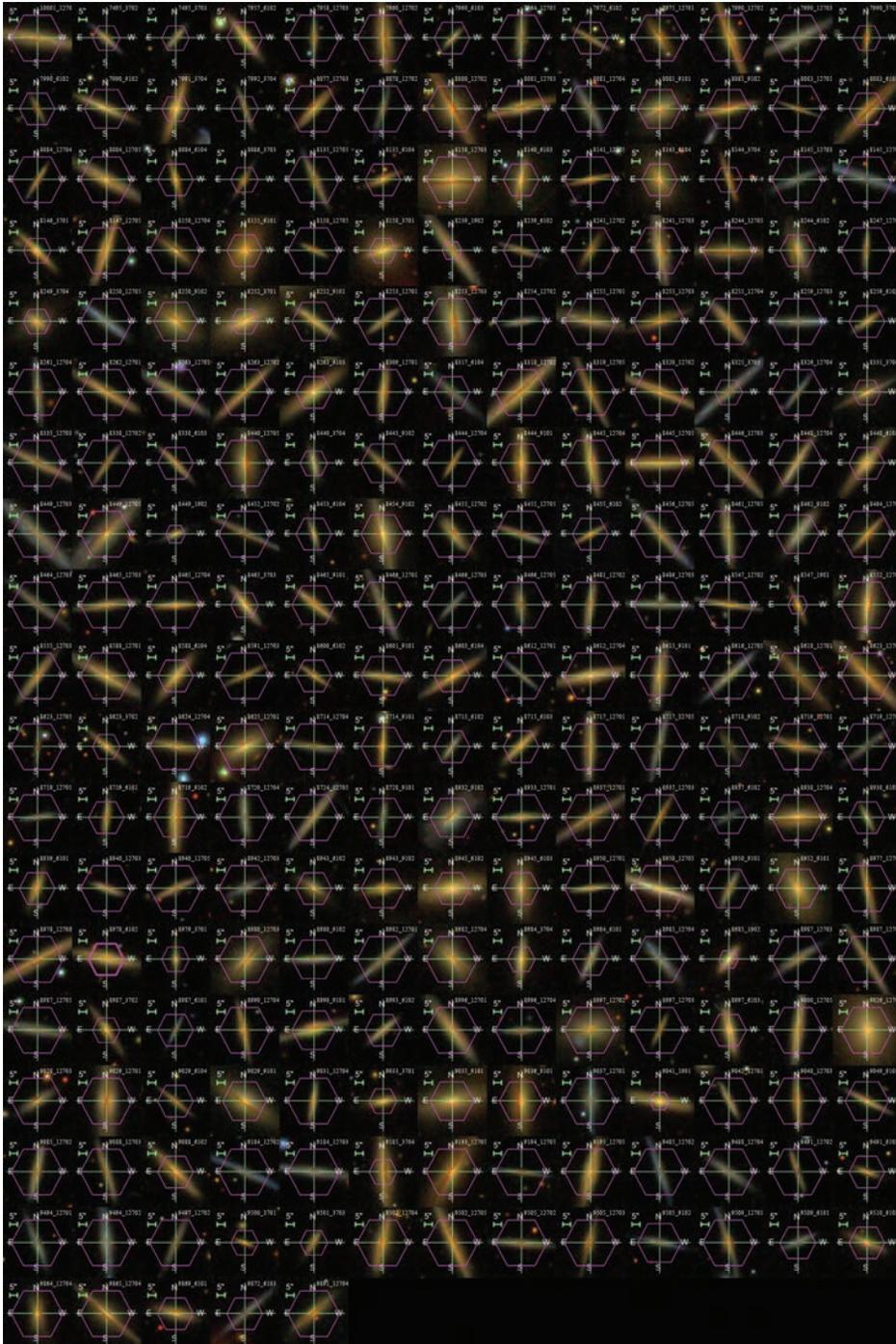


Рис. 1. Мозаика изображений 239 галактик итоговой выборки. На изображения галактик из SDSS наложены шестиугольные пурпурные рамки, обозначающие положения IFU.

- нескорректированную за поглощение оценку светимости галактики $L_{H\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ в линии $H\alpha$ в пределах одного R_{eff} в фотометрической полосе r , в силу прямой пропорциональности используемую нами как индикатор темпа звездообразования SFR (star formation rate), также взятую из NASA-Sloan atlas;
- удельный темп звездообразования галактики $sSFR$ (specific star formation rate), оцениваемый нами следующим образом: $sSFR =$

$= L_{\text{H}\alpha - R_{\text{eff}}(r)} / 10^{41.27} / M_s$, где показатель степени взят в соответствии с Кенникутт и Эванс (2012), Мёрфи и др. (2011), Хао и др. (2011);

- видимую нормированную высоту z/z_0 каждого спакселя галактики над плоскостью диска, приведенную к вертикальной экспоненциальной шкале высот $z_0 = 0.596 \times R_{\text{eff}} \times b/a$, где: R_{eff} — эффективный радиус, b/a — отношение малой и большой полуосей эллипса; оба параметра также берутся из NASA-Sloan atlas, в котором они определялись по фотометрии в полосе r моделированием поверхностной яркости с помощью параметризации по методу Петросяна.

Оптимальную схему бинирования (т.е. количество бинов и положение их границ) мы выбираем таким образом, чтобы одновременно в каждый бин по одному из параметров галактик и в каждый бин по высоте давали вклад не менее 10% галактик выборки. После этого мы складываем внутри каждого из бинов предварительно исправленные за скорость относительно наблюдателя эмиссионные спектры. Для сложных спектров замечаем, что в пределах $\pm 7.5 \text{ \AA}$ от центра каждой интересующей нас эмиссионной линии не наблюдается других линий. Более того, оказывается, что в рамках DAP континуум вычтен настолько хорошо, что дополнительная процедура вычитания континуума не требуется. Поэтому вычисление потока в эмиссионных линиях мы осуществляем простым сложением интенсивностей в пределах $\pm 7.5 \text{ \AA}$ от центра каждой интересующей линии. После чего мы корректируем интенсивности в эмиссионных линиях за поглощение на основании бальмеровского декремента. Так как DAP предоставляет не только значения потока в каждом спакселе и спектральном элементе, но и ошибки потоков, мы также производим расчет ошибок для интенсивностей суммарных потоков в линиях в каждом бине с помощью стандартного метода распространения ошибок.

Таким образом, для 239 галактик итоговой выборки мы последовательно выполняем бинирование в рамках оптимальной схемы по каждому из трех интегральных параметров галактик (этот этап пропускается при рассмотрении случая разбиения только по галактическим высотам), бинирование в рамках оптимальной схемы по галактическим высотам, исправление спектров за скорость относительно наблюдателя, побиновое сложение спектров, расчет интенсивностей в эмиссионных линиях, корректировку полученных интенсивностей за поглощение, а также вычисление ошибок. Пример реализации бинирования по высотам для одной из галактик выборки приведен на рис. 2.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Диагностические диаграммы

В данной работе сопоставление экспериментальных данных с теоретическими моделями мы производим с помощью диагностических диаграмм, строящихся на основании относительных интенсивностей эмиссионных линий и позволяющих эффективно дифференцировать различные по своим физическим условиям области галактик. Широкое применение такого рода диаграмм началось после работы Болдуина и др. (1981), в которой продемонстрированы двумерные классификационные схемы, пришедшие на замену одномерным, и показаны наиболее выгодные для четкой дифференциации интересующих областей соотношения линий. Вейю и Остерброк (1987) рассмотрели соотношения линий, впоследствии ставшие классическими для так называемых BPT-диаграмм. Для объяснения и уточнения полученной классификации Допита и др. (2000) применили теоретические модели, описывающие состояние газовой среды.

Важной частью диагностических диаграмм являются демаркационные линии — определенные теоретическими и эмпирическими методами границы, разделяющие среды с различными механизмами ионизации. Уравнения для наиболее востребованных на данный момент демаркационных линий можно найти в работах Кьюли и др. (2001), Кьюли и др. (2006), Кауффманн и др. (2003). Более комплексный подход к проведению демаркационных линий с использованием газовой динамики рассмотрен в работе Лоу и др. (2021).

Прежде чем сопоставлять данные с помощью диагностических диаграмм, необходимо выбрать, какие именно диаграммы будут рассмотрены, т.е. какие соотношения линий будут представлены по осям. Данные MaNGA открывают широкие возможности для анализа всевозможных комбинаций отношений линий на диагностических диаграммах, тем не менее, в данной работе мы ограничиваемся тремя видами традиционных BPT-диаграмм:

- $\lg([\text{O III}]\lambda 5007) / \text{H}\beta$ vs. $\lg([\text{N II}]\lambda 6584) / \text{H}\alpha$;
- $\lg([\text{O III}]\lambda 5007) / \text{H}\beta$ vs. $\lg([\text{S II}]\lambda \lambda 6716, 6731) / \text{H}\alpha$;
- $\lg([\text{O III}]\lambda 5007) / \text{H}\beta$ vs. $\lg([\text{O I}]\lambda 6300) / \text{H}\alpha$.

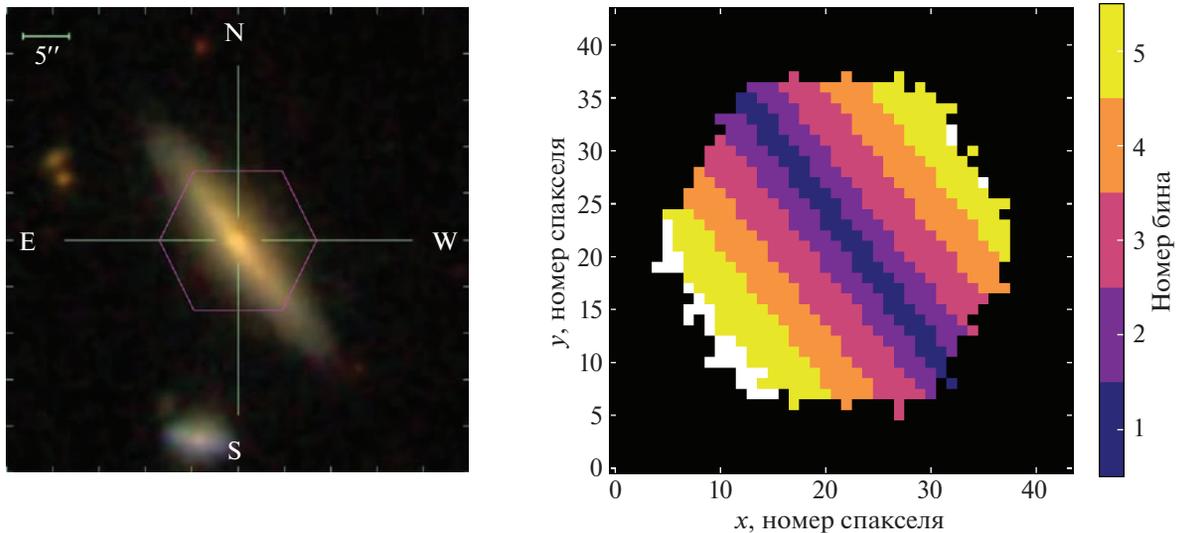


Рис. 2. Изображение одной из галактик выборки (слева) с границами IFU (пурпурный шестиугольник) и соответствующая карта бинов по высотам над плоскостью диска (справа) с учетом (белой) спаксельной маски.

Теоретические модели 3MdB

Теоретические модели, полученные численными методами для различных случаев ионизации газовой среды, широко востребованы среди исследователей межзвездной среды. К сожалению, публикуется лишь малая часть таких моделей, а собственноручный подсчет оказывается достаточно трудоемким. Для решения данной проблемы была создана база данных 3MdB (the Mexican Million Models dataBase, Мориссет и др., 2015; Алари, Мориссет, 2019), содержащая уже рассчитанные модели, доступ к которым осуществляется через протокол MySQL. Такой подход к организации данных помогает сэкономить большое количество времени и вычислительных ресурсов исследователям, занимающимся сопоставлением теоретических моделей с данными наблюдений.

В данный момент 3MdB состоит из двух частей.

- База данных 3MdB-p фотоионизационных моделей (Мориссет и др., 2015), рассчитанных с помощью кода Cloudy (Ферланд и др., 1998) версии C13 (Ферланд и др., 2013). Среди различных проектов фотоионизационных моделей содержится проект “DIG_HR” — модели, рассчитанные для описания DIG, в том числе eDIG, в предположении, что источником ионизации являются взятые в различных соотношениях поля излучения OB-звезд и многочисленных в толстых дисках и звездных гало горячих маломассивных проэволюционировавших звезд (HOLMES — HOt Low-Mass Evolved Stars). Такой выбор источников ионизации основан на исследовании хорошо известной галактики NGC 891, видимой с ребра

(Флорес-Фахардо и др., 2011). Однако предположение о том, что ионизация DIG описывается комбинацией только указанных двух источников (OB-звезды и HOLMES), может не сработать в общем случае DIG или в частном случае какого-то определенного класса галактик — проверка этого предположения является одной из задач представленного исследования.

- База данных 3MdB-s моделей ударной ионизации (Алари и Мориссет, 2019), рассчитанных с помощью кода MAPPINGS (Бинетт и др., 1985) версии V (Сазерленд и др., 2018). Наиболее приближенными по физическим условиям к контексту рассматриваемой задачи являются модели “Allen08” — пересчитанные с учетом новых возможностей модели, представленные в работе Аллена и др. (2008). Гипотеза о механизмах ионизации DIG, проверяемая в данной работе, заключается в том, что одним из источников ионизации DIG, наравне с OB-звездами и HOLMES, может быть ударная ионизация, причем вклад различных механизмов может зависеть и от высоты над плоскостью галактики, и от параметров галактики.

Фотоионизационные модели “DIG_HR”

Для фотоионизационных моделей “DIG_HR”, которые, по задумке авторов базы данных 3MdB-p, описывают поведение диффузного ионизованного газа, свободными являются четыре параметра.

1. Поток излучения от OB-звезд Φ_{OB} , фотонов/с/см². Может варьироваться в пределах $\lg \Phi_{OB} = (3.5 \div 7.5)$ с шагом 0.25 dex.
2. Ионизационный параметр $U = \Phi_{total}/n_e/c$, где $\Phi_{total} = \Phi_{OB} + \Phi_{HOLMES}$, n_e — электронная плотность, а c — скорость света. Может варьироваться в пределах $\lg U = (-4.0 \div -3.0)$ с шагом 0.1 dex.
3. Металличность газа O/H , равная отношению числа атомов кислорода к числу атомов водорода. Может варьироваться в пределах $\Delta O/H = (-1.0 \div 0.6)$ с шагом 0.1 dex, где $\Delta O/H + 8.69 = 12.00 + \lg O/H$.
4. Обогащенность газа азотом N/O , равная отношению числа атомов азота к числу атомов кислорода. Может варьироваться в пределах $\lg N/O = (-1.4 \div -0.2)$ с шагом 0.1 dex.
3. Магнитное поле B , мкГс. Мы варьируем его в пределах $B = (1 \div 10)$ мкГс — ограничение диапазона магнитных полей связано с тем фактом, что в плоскости нашей и других галактик наблюдается магнитное поле в районе $B \simeq 10$ мкГс, при этом с отходом от плоскости B падает, и на нескольких кпк над плоскостью уже наблюдается на уровне $B \simeq 5$ мкГс. В модели с $n = 0.1$ см⁻³ в рассматриваемых интервалах магнитных полей включены случаи $B = (1.0, 1.26, 1.58, 2.0, 3.16, 4.0, 5.0, 10.0)$ мкГс, в модели с $n = 0.01$ см⁻³ включены случаи магнитных полей величиной $B = (1.0, 10.0)$ мкГс.
4. Скорость распространения ударного фронта (shock velocity) v , км/с. Ограничения не накладываются, и для сетки с $n = 0.1$ см⁻³ мы варьируем параметр в допустимых моделью пределах $v = (100 \div 1000)$ км/с, а для сетки с $n = 0.01$ см⁻³ — в пределах $v = (200 \div 1000)$ км/с с шагом 25 км/с для обоих случаев.

Важно заметить, что поток от HOLMES фиксирован для всех моделей на значении $\Phi_{HOLMES} = 8.4 \times 10^4$ фотонов/с/см². Также содержание тяжелых элементов, помимо N, фиксировано относительно O на солнечных значениях, за исключением Mg, Si и Fe, для которых содержание уменьшено на 1 dex по отношению к солнечному значению.

Модели ударной ионизации “Allen08”

Аналогичным образом мы рассматриваем модели ударной ионизации 3MdB-s. Для моделей “Allen08”, интересующих нас в контексте данной задачи, свободными являются также четыре параметра.

1. Концентрация вещества до столкновения с ударной волной (preshock density) n , см⁻³. Мы останавливаемся на двух значениях, реалистичных для нашего случая: $n = 0.1$ см⁻³ и $n = 0.01$ см⁻³.
2. Обогащенность газа. Мы рассматриваем солнечное обилие тяжелых элементов. К сожалению, представленные в базе данных модели с меньшими металличностями, характерными для Большого и Малого Магеллановых облаков, не рассчитаны для случая адекватных для DIG плотностей. Возможное поведение моделей требуемых плотностей с уменьшением содержания тяжелых элементов анализируется ниже.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование оптимальности выбранной схемы бинирования

С помощью оптимальной схемы бинирования мы достигли равномерного статически значимого заполнения галактиками бинов по параметрам галактик и по галактическим высотам. В отсутствие разбиения по параметрам галактик в наиболее высоко располагающийся над плоскостью диска бин дают вклад около 30% галактик выборки. При разбиении по параметрам галактик, в каждый из наиболее высоких бинов дают вклад около 10% галактик выборки. Полученное разбиение устойчиво относительно числа галактик в выборке, числа бинов по высотам, а также границ бинов по высотам.

Сложенные галактики на диагностических диаграммах

Далее мы рассматриваем, как различные по высоте над диском области галактик с различными значениями интегральных параметров (M_s , $L_{H\alpha-R_{eff}(r)}$ и sSFR) ложатся в рамках БПТ-диаграмм на сетки фотоионизационных и ударных моделей. Отметим, что мы зафиксировали различные значения металличности газа $\Delta O/H$ и обилия азота $\lg N/O$ у фотоионизационных моделей для различных галактик — такое варьирование обогащенности среды обсуждается далее. Иллюстрация полученной картины представлена на рис. 3–5.

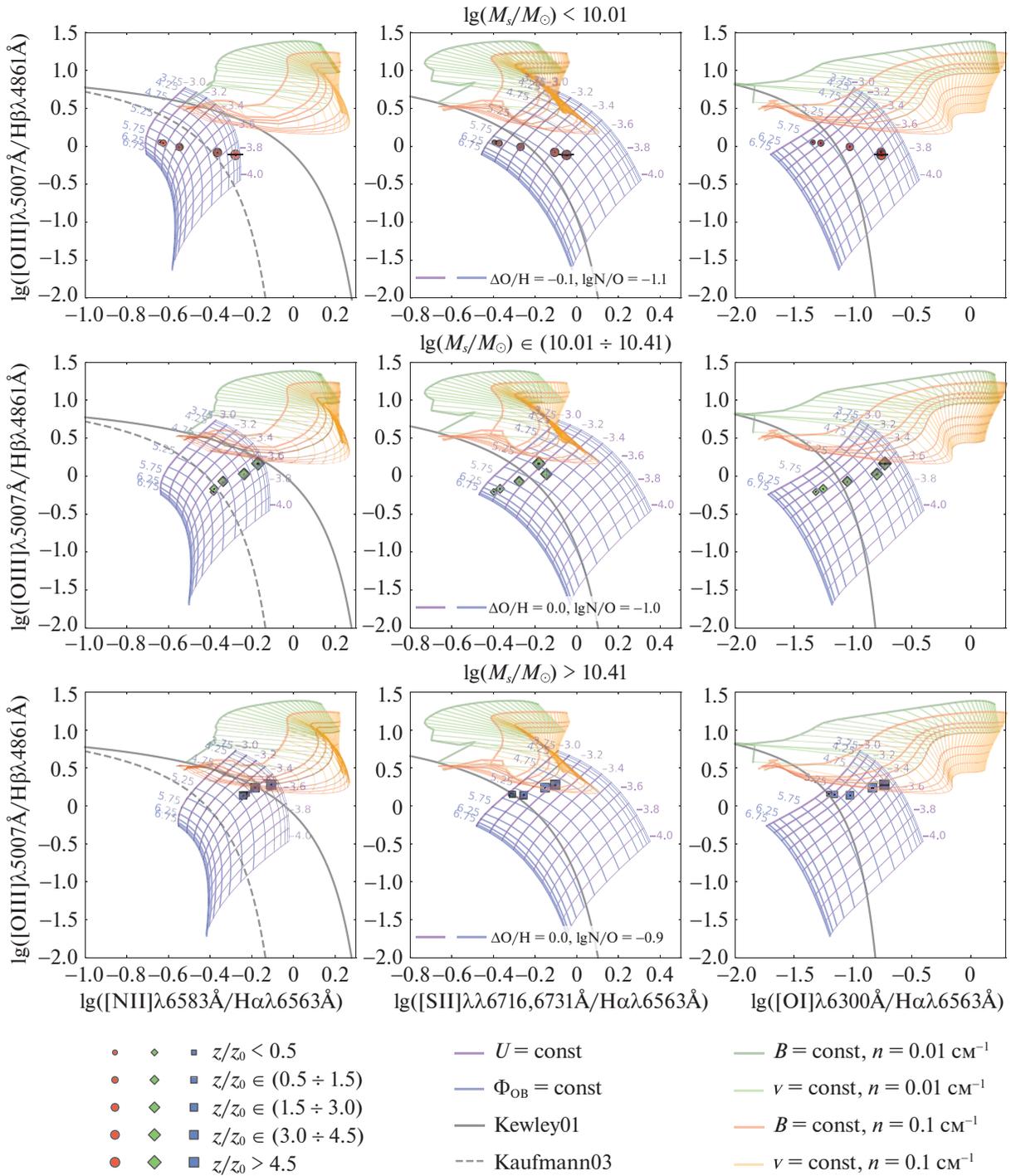


Рис. 3. БПТ-диаграммы для различных по высоте над диском областей галактик, различных по значениям M_s , вместе с моделями фотоионизации и ударной ионизации, а также демаркационными линиями, приведенными для сравнения с предыдущими работами. Чем больше размер маркера, тем больше галактическая высота соответствующей области. Красный цвет/круглая форма маркера соответствует наименьшему значению M_s галактик, зеленый цвет/форма ромба — средней M_s , синий цвет/квадратная форма — наибольшей M_s . Фотоионизационным моделям соответствуют синие сетки, моделям ударной ионизации — красные и зеленые. Чем больше толщина линии сетки, тем больше значение соответствующего параметра. В контексте данного исследования нас интересует положение ударных моделей относительно моделей фотоионизации, но не интересуют конкретные значения параметров на сетках ударных моделей, поэтому соответствующие значения на диаграммах не приводятся.

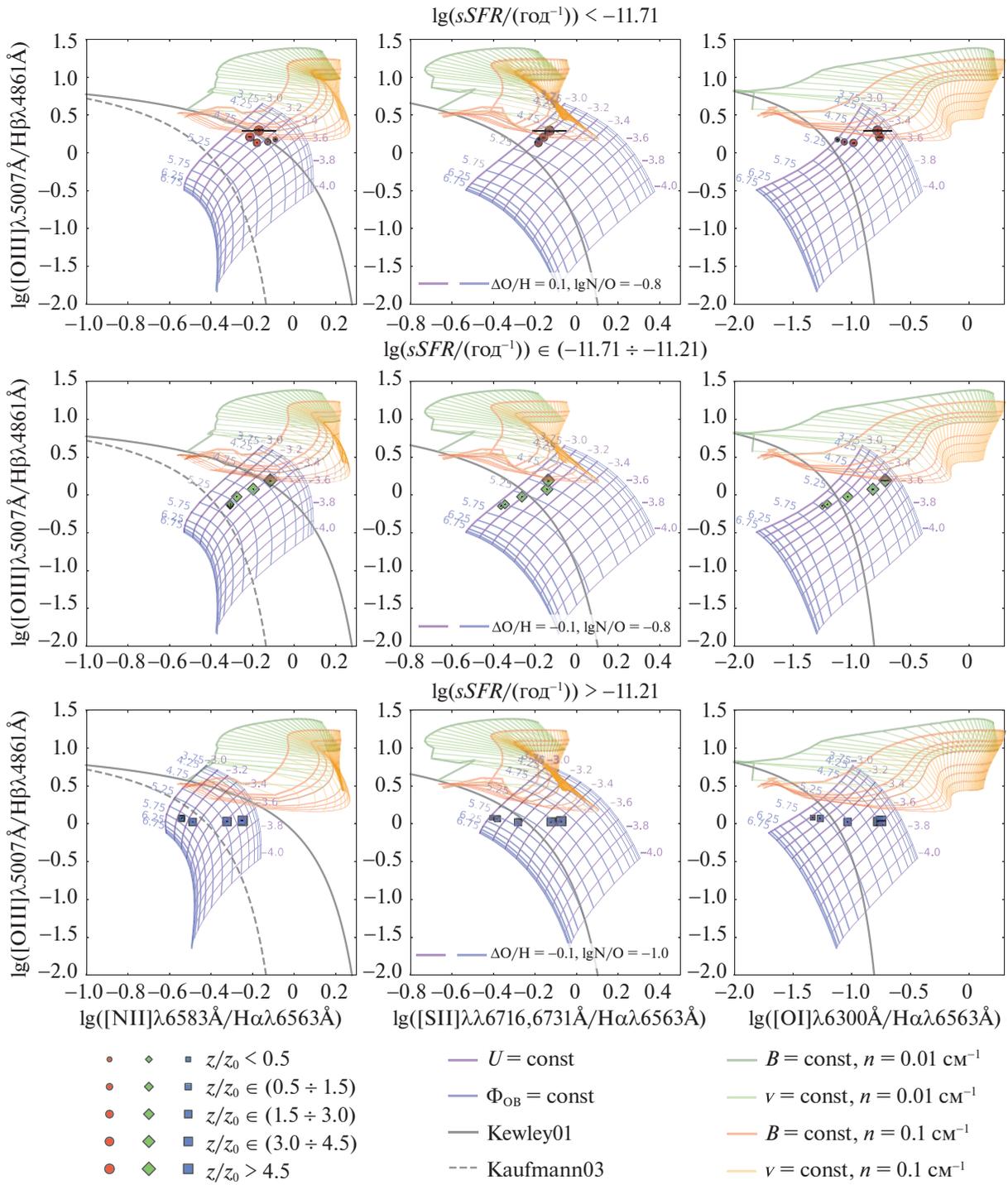


Рис. 5. БПТ-диаграммы для различных по высоте над диском областей галактик, различных по значениям sSFR, вместе с моделями фотоионизации и ударной ионизации, а также демаркационными линиями. Обозначения такие же, как на рис. 3.

Полученные зависимости

Из рис. 3–5 следует, что несмотря на то, что области на больших высотах в галактиках с промежуточными или большими M_s , а также с низ-

кими или высокими $L_{\text{H}\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ и с низкими или промежуточными sSFR ложатся на пересечение фотоионизационных моделей с моделями ударной ионизации, для объяснения поведения диффузного

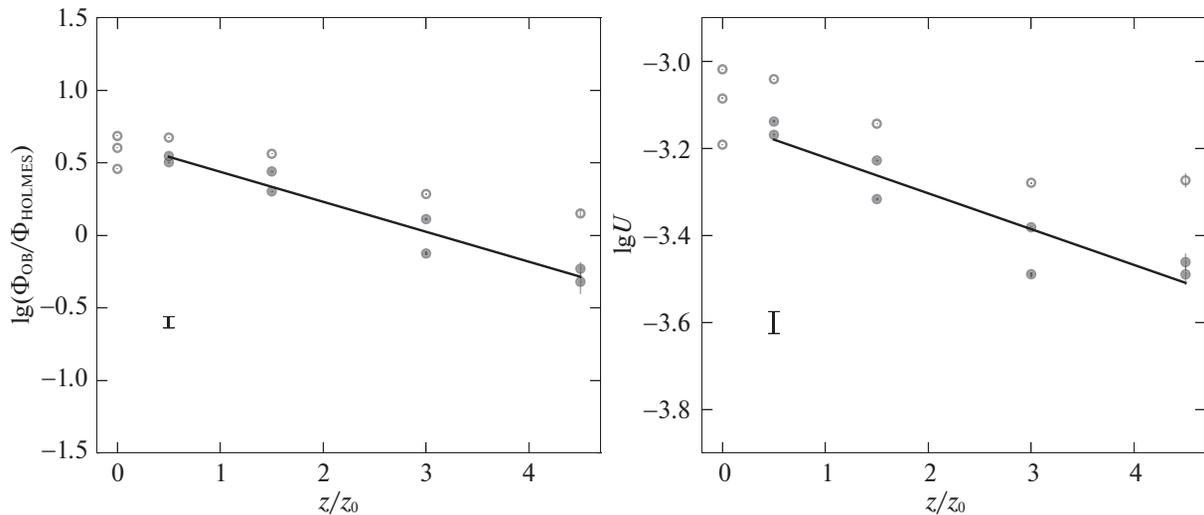


Рис. 6. Общий случай разбиения всех галактик на области различных высот без каких-либо дополнительных разбиений: наблюдаемое изменение отношения потоков от OB-звезд и HOLMES (слева) и ионизационного параметра (справа) с галактической высотой для всех галактик выборки по данным каждой из ВРТ-диаграмм (закрашенные и пустые маркеры) и линейная регрессия полученных зависимостей (линия и бар, показывающий характерный размер коридора ошибок в одно стандартное отклонение). Точки, обозначенные пустыми маркерами, в регрессии не участвуют (см. объяснение выше в тексте).

ионизованного газа на любых высотах в галактиках любого типа достаточно только фотоионизационных моделей. При этом положение области на фотоионизационной сетке на ВРТ-диаграмме позволяет однозначно определить значение потока от OB-звезд, а также значение ионизационного параметра — для этого мы проделываем процедуру интерполяции. Таким образом, мы находим, как отношение потоков от OB-звезд и HOLMES, а также ионизационный параметр меняются с высотой в различных галактиках согласно фотоионизационным моделям, пренебрегая возможным вкладом ударных волн (Флорес-Фахардо и др., 2011).

В простейшем случае, который мы рассматриваем, разбиение галактик проводится на области различных высот, пока что без разделения по другим галактическим параметрам. Предварительно мы оцениваем, как меняется O/N с высотой, используя фотоионизационные модели для областей III (Допита и др., 2016), и выясняем, что в пределах погрешности ± 0.1 dex изменением O/N с высотой можно пренебречь. Результаты интерполяции показывают, что наилучшая согласованность значений, извлекаемых с помощью различных ВРТ-диаграмм, получается при $\Delta O/N = 0.0$ и $\lg N/O = -0.9$, что соответствует солнечной обогащенности газа. Модели не позволяют варьировать обогащенность среды серой S, поэтому значения, извлеченные из ВРТ-диаграммы, куда входит интенсивность в линии серы S, получают смещенны-

ми. Исходя из этого, для регрессии мы используем значения, извлеченные из ВРТ-диаграмм, куда входят только интенсивности в линиях водорода H, азота N и кислорода O. Более того, так как в плоскости диска поглощение особенно сильное, и его эффекты не могут быть полностью учтены, мы исключаем из регрессии точки, соответствующие наиболее низкой галактической высоте. Получаемые зависимости представлены на рис. 6.

Следующим шагом в направлении усложнения модели мы рассматриваем разбиение галактик как по областям различных высот, так и по различным значениям какого-либо из трех интегральных параметров галактик: M_s , $L_{H\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ или sSFR. Предварительно мы также оцениваем, как меняется O/N с высотой в галактиках каждого из рассматриваемых типов, используя фотоионизационные модели для областей III (Допита и др., 2016). Аналогично мы получаем, что в пределах погрешности ± 0.1 dex для галактик всех рассматриваемых типов изменением O/N с высотой можно пренебречь. Тогда в процессе интерполяции мы находим $\Delta O/N$ и $\lg N/O$, при которых получается наилучшая согласованность значений, извлекаемых с помощью различных ВРТ-диаграмм, но уже индивидуальные для каждого типа галактик. Так, например, оптимальные значения $\Delta O/N$ и $\lg N/O$ для галактик с различными звездными массами M_s (рис. 3) хорошо коррелируют с ожидаемыми в рамках известных зависимостей O/N — M_s (см.,

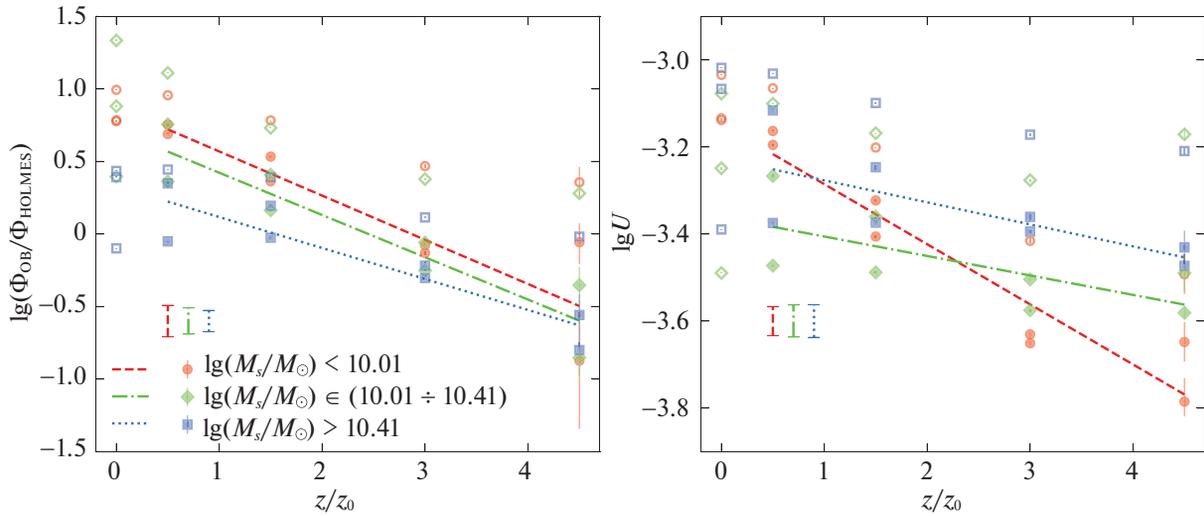


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для случая дополнительного разбиения галактик по различным звездным массам M_s . Красный цвет/круглая форма маркера/пунктирная линия соответствует наименьшему значению M_s галактик, зеленый цвет/форма ромба/штрихпунктирная линия — средней M_s , синий цвет/квадратная форма маркера/линия из точек — наибольшей M_s .

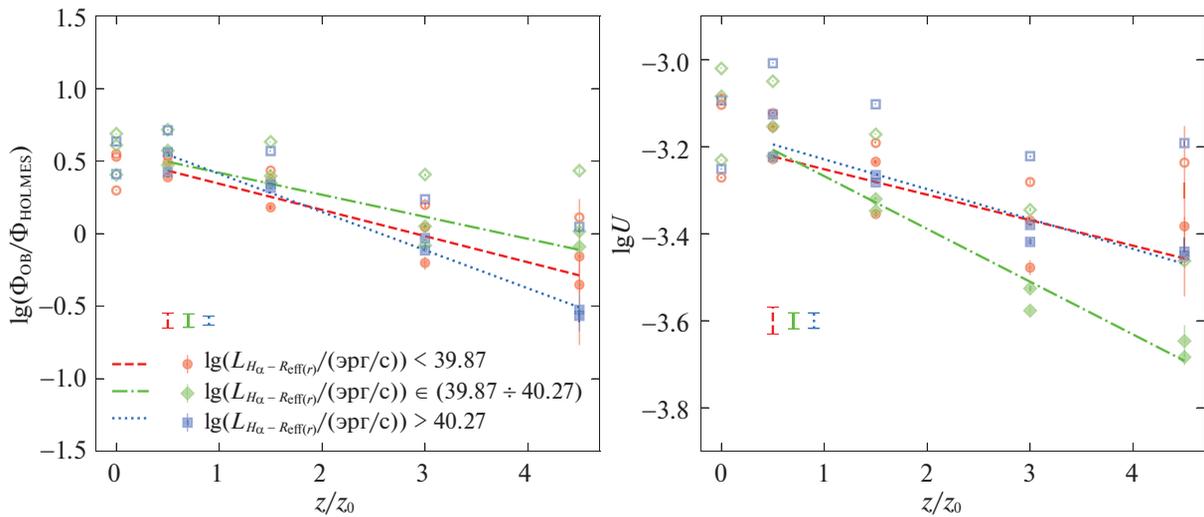


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для разбиения галактик по различным светимостям $L_{H\alpha - R_{\text{eff}}(r)}$ в линии $H\alpha$ в пределах одного R_{eff} в фотометрической полосе r .

например, Тремонти и др., 2004; Эндрюс, Мартини, 2013; Курти и др., 2017) и $N/O - M_s$ (Перес-Монтеро, Контини, 2009; Эндрюс, Мартини, 2013; Мастерс и др., 2016), а также $N/O - O/H$ (Эндрюс, Мартини, 2013). Аналогично мы проводим регрессию, используя значения, извлеченные из ВРТ-диаграмм, куда входят только интенсивности в линиях водорода H , азота N и кислорода O , и исключаем из регрессии точки, соответствующие

наиболее низкой галактической высоте. Получаемые зависимости представлены на рис. 7–9.

ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем сделать вывод о значимости вклада ударных волн в ионизацию диффузного газа, мы оцениваем, как изменилось бы положение ударных сеток на рис. 3–5 в случае металличностей более

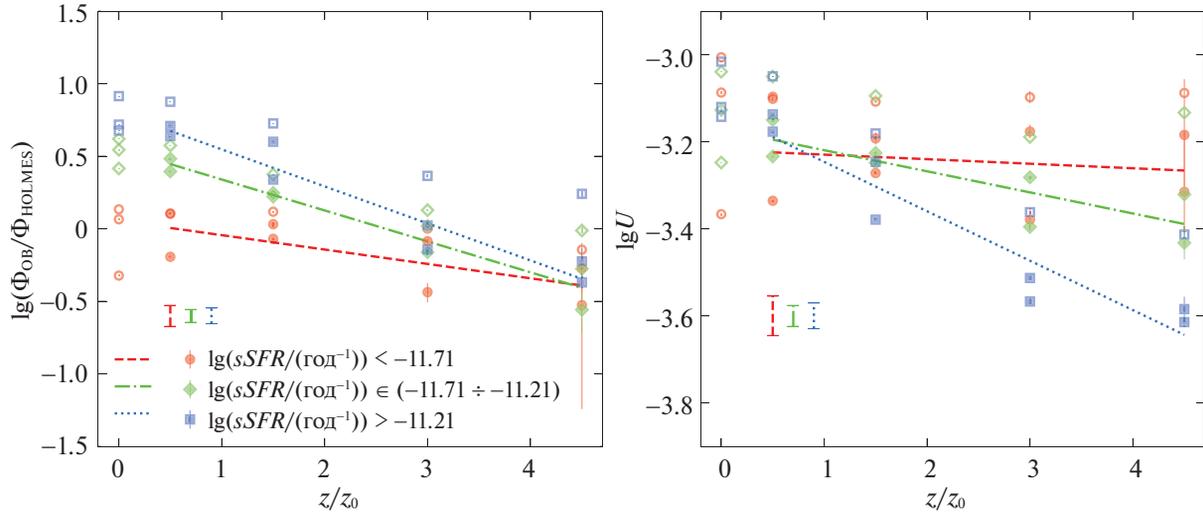


Рис. 9. То же, что на рис. 7, но для разбиения галактик по различным удельным темпам звездообразования sSFR.

низких, чем солнечных, что характерно для областей, расположенных высоко над диском галактики. Напомним, что, к сожалению, для представленных в базе данных 3MdB-s моделей с металличностями, характерными для Малого и Большого Магеллановых Облаков (т.е. меньшими, чем в окрестностях Солнца), минимальная концентрация частиц составляет $n = 1 \text{ см}^{-3}$, что на порядок превышает характерное для диффузной ионизованной среды значение. Для решения данной проблемы мы рассматриваем направление тренда ударных моделей при уменьшении металличности газа для случая $n = 1 \text{ см}^{-3}$ (предполагая, что поведение ударных моделей меньших плотностей будет аналогичным) в следующем порядке: (1) удвоенное по сравнению с солнечным обилие тяжелых элементов, (2) обилие элементов, характерное для Солнца, (3) субсолнечное обилие элементов, характерное для Большого Магелланова Облака, (4) субсолнечное обилие элементов, характерное для Малого Магелланова Облака. Построения показывают, что с уменьшением металличности сетки моделей сдвигаются в направлении справа налево почти параллельно горизонтальным осям рассматриваемых ВРТ-диаграмм. В таком случае, если данный тренд сохранится и для меньших значений концентрации, то изменение положения сеток ударных моделей на рис. 3–5 для среды с меньшей металличностью не повлияет на последующие выводы, так как качественная картина расположения различных областей галактик относительно теоретических моделей останется прежней.

В таком случае в целом мы наблюдаем согласие поведения диффузного ионизованного газа с ожидаемым поведением для качественной модели

ионизации двумя типами источников, в которой и горячие ОБ-звезды, и HOLMES вносят свой вклад в ионизацию. При этом только горячие звезды не могут объяснить всю наблюдаемую картину, поэтому привлечение HOLMES является необходимостью. Тем не менее стоит отметить систематическое стремление областей на больших высотах (особенно для $z > 4.5 z_0$) у галактик с высокими или промежуточными M_s (рис. 3), а также с высокими или низкими $L_{\text{H}\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ (рис. 4) и с промежуточными или (что наиболее характерно) низкими sSFR (рис. 5) к участкам на ВРТ-диаграммах, где фотоионизационные модели перекрываются с моделями ударной ионизации. Такое поведение может свидетельствовать о вкладе и ударных волн в ионизацию диффузного газа на больших высотах в галактиках таких типов.

Напомним, что предположение только о двух источниках ионизации диффузного газа (ОБ-звезды и HOLMES) и создание в базе данных 3MdB-p фотоионизационных моделей “DIG_HR” основаны на исследовании Флореса-Фахардо и др. (2011), в рамках которого изучалась галактика NGC 891 на высотах вплоть до 4 кпк. Если бы NGC 891 рассматривалась в нашей работе среди прочих галактик выборки и в том же диапазоне высот, то ее положение, согласно Караченцеву и др. (2013), Рэнду и др. (1990), Шоу и Гилмору (1989), соответствовало бы бину с наибольшими значениями M_s , бину с наибольшими значениями $L_{\text{H}\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ и бину с промежуточными значениями sSFR, а высоты покрывались бы вплоть до $(3 \div 4) z_0$. Для сравнения, положение Млечного Пути, согласно Макмиллану (2017), Ликий и Ньюману (2015), Робитайю и Уитни (2010),

также соответствовало бы бину с наибольшими значениями M_s , бину с наибольшими значениями $L_{H\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ и бину с промежуточными значениями sSFR. Предположение Флореса-Фахардо и др. (2011) о том, что различные по высоте области NGC 891 охватываются на BPT-диаграммах только фотоионизационными моделями, не противоречит рис. 3–5. Соответственно, предположение о механизмах ионизации диффузного газа OB-звездами и HOLMES, основанное на исследовании единственной галактики NGC 891, оказывается верным для большинства галактик и для большого диапазона высот, но не учитывает возможного вклада ударной ионизации, проявляющего себя, во-первых, при наибольшем удалении от плоскости галактики и, во-вторых, при переходе к галактикам с большой звездной массой или к галактикам с низкими удельными темпами звездообразования. В дальнейшем обсуждении мы опускаем возможное влияние ударных волн и рассматриваем поведение DIG как результат действия только двух источников ионизации.

В общем случае (рис. 6) для галактик любого типа с увеличением высоты над плоскостью диска мы наблюдаем тенденцию к уменьшению потока излучения от OB-звезд и, соответственно, увеличение относительного вклада в ионизацию диффузного газа потока от HOLMES. При этом на малых галактических высотах поток от OB-звезд преобладает над потоком от HOLMES в 3–5 раз, а на больших высотах, напротив, поток от HOLMES преобладает в 2–3 раза над потоком от OB-звезд. Также с увеличением высоты мы наблюдаем тенденцию к уменьшению ионизационного параметра. С учетом разделения галактик на группы по различным интегральным параметрам, описанные выше тренды сохраняются для всех видов галактик (с точностью до численных значений).

В случае рассмотрения галактик с различными звездными массами M_s (рис. 3, 7) на любых галактических высотах с увеличением M_s мы наблюдаем уменьшение потока от OB-звезд. Для галактик с наименьшими M_s с увеличением высоты мы наблюдаем наиболее быстрый спад ионизационного параметра. На фиксированных больших высотах с увеличением M_s наблюдается рост ионизационного параметра.

В случае разделения галактик по различным светимостям $L_{H\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ (рис. 4, 8), на фиксированных малых галактических высотах с увеличением $L_{H\alpha-R_{\text{eff}}(r)}$ наблюдается рост потока от OB-звезд, хотя с ростом высоты данный тренд размывается.

В случае рассмотрения галактик с различными активностями звездообразования sSFR (рис. 5, 9) для разных бинов по sSFR мы наблюдаем наиболее явное различие между вкладами двух источников

в ионизацию газовой среды. На любых галактических высотах с увеличением sSFR наблюдается рост потока от OB-звезд. Более того, для галактик с большими sSFR почти на всех рассматриваемых галактических высотах поток от OB-звезд оказывается больше потока от HOLMES. Также для галактик с большими sSFR виден наиболее быстрый спад ионизационного параметра с высотой. В галактиках с низкими sSFR почти на всех рассматриваемых галактических высотах поток от OB-звезд оказывается меньше потока от HOLMES и мало меняется с высотой, как и ионизационный параметр.

Данная работа является логическим продолжением статьи Джонс и др. (2017). Выводы, сделанные в этой статье на основании анализа значительно меньшей выборки галактик, находятся в согласии с нашими. Так, мы отмечаем систематический рост интенсивности сильных запрещенных линий по отношению к бальмеровским линиям в газе с высотой над плоскостью галактик. Также мы подтверждаем догадку Джонс и др. о том, что свойства диффузного ионизованного газа варьируются в зависимости от интегральных свойств галактик, таких как звездная масса и удельный темп звездообразования.

Мы также отмечаем согласие наших выводов с работами Бельфиоре и др. (2016) и Жанга и др. (2017), где сделан вывод о важности HOLMES в процессе ионизации диффузной газовой среды. К сожалению, сравнить результаты этих работ с нашими затруднительно, так как выборка галактик, использованных Жангом и др. (2017), позволяет исследовать преимущественно газ на низких галактических высотах. Необходимость учета HOLMES для объяснения отношения интенсивности эмиссионных линий в ионизованном газе является существенным дополнением к предположению об OB-звездах как о единственном основном источнике ионизации газа в большинстве галактик, сделанному в обзоре Хаффнера и др. (2009).

Многообещающие выводы были сделаны Ласердой и др. (2018) на основании исследований DIG в галактиках, панорамная спектроскопия которых получена в ходе обзора CALIFA. Авторы данной работы предложили использовать эквивалентную ширину линии $H\alpha$ в качестве индикатора режима ионизации газа и отличия DIG от HII областей. Скромная выборка галактик с ребра, показанных в работе, свидетельствует о том, что газ вне плоскости галактик также находится в режиме DIG. Заметим, что в подходе, используемом в нашей работе, получение надежных оценок эквивалентных ширин затруднено. В отличие от потока в линии $H\alpha$, который надежно измеряется в наших сложных спектрах даже на больших высотах, уровень звездного континуума не прослеживается

столь же уверенно. Поэтому мы оставляем прямое сравнение с нашими результатами до следующей работы.

В конце мы хотели бы указать на ограничения нашего подхода к исследованию состояния газа и источников его ионизации на больших галактических высотах. Процедура сложения спектров позволяет существенно увеличить расстояние, до которого прослеживается eDIG. Однако в сложении участвуют достаточно разнородные галактики. Ограниченное пространственное разрешение MaNGA, как, впрочем, и большинства современных инструментов, использующихся для панорамной спектроскопии галактик, не позволяет разрешить eDIG на уровне размеров возможных областей III. Поэтому мы экстраполируем наше представление о более-менее гладком пространственном распределении плотности в газе на больших галактических высотах, полученное из изучения нашей Галактики. Заметим, что мы не разделяем галактики по возможным преобладающим механизмам ионизации газа, например, по наличию признаков активного ядра. Также мы не рассматриваем дополнительное радиальное разбиение галактик на бины, что помогло бы исследовать, может ли мощный центральный источник быть одной из причин ионизации газа. Мы также указываем на неоптимальное использование эффективного радиуса галактик для определения вертикальной шкалы галактических дисков. В этом случае мы могли бы использовать результаты фотометрической декомпозиции для определения структурных параметров дисков и балджей, что позволило бы уменьшить неопределенности, связанные с использованием галактик с большими балджами. Однако в данной работе мы предпочли тот же метод определения вертикальной шкалы галактик, что и Джонс и др. (2017), для более прямого сравнения результатов между работами. Перечисленные возможные пути улучшения анализа eDIG мы выносим за рамки данной статьи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Представленная работа посвящена изучению механизмов ионизации диффузного газа на различных высотах в галактиках различных типов. Ключевая особенность данного исследования заключается в том, что благодаря одному из последних релизов DR16 обзора MaNGA мы смогли использовать крупную выборку из 239 галактик, наблюдаемых с ребра, что позволило извлечь из данных интенсивности различных эмиссионных линий даже на больших высотах с помощью процедуры сложения спектров.

Мы сравнили полученные интенсивности в линиях эмиссионного спектра газа с результатами моделирования, взятыми из базы данных 3MdB, для случаев фотоионизации OB-звездами и HOLMES, а также для случая ионизации ударными волнами. Сравнение производилось с помощью трех классических BPT-диаграмм.

Выявлено, что качественная модель ионизации двумя типами источников: горячими OB-звездами и HOLMES, — адекватно описывает наблюдаемое поведение диффузного ионизованного газа. Тем не менее ударные волны могут потребоваться для лучшего объяснения поведения диффузного ионизованного газа на больших высотах (особенно для $z > 4.5 z_0$) в галактиках с высокими или промежуточными звездными массами, а также с высокими или низкими светимостями в $H\alpha$ и с промежуточными или (что наиболее характерно) низкими удельными темпами звездообразования. Источником ударных волн может служить взаимодействие галактического газа с околосгалактической средой (см., например, Славин и др., 1993), что также может влиять на кинематику газа на больших галактических высотах (Бизяев и др., 2022).

Для галактик всех исследуемых типов мы произвели интерполяцию данных к фотоионизационным сеткам для исследования изменения с высотой потока от OB-звезд и ионизационного параметра и выявили следующие характерные тренды.

- Для галактик любого типа (рис. 6) с увеличением высоты над плоскостью диска наблюдаются уменьшение потока излучения от OB-звезд и увеличение относительного вклада в ионизацию газа потока от HOLMES, а также уменьшение ионизационного параметра.
- На любых галактических высотах с увеличением звездной массы (рис. 3, 7) видны спад потока от OB-звезд и рост относительного вклада потока от HOLMES. Также с увеличением звездной массы галактики видно уменьшение скорости спада ионизационного параметра с высотой. На фиксированных больших галактических высотах с увеличением звездной массы наблюдается рост ионизационного параметра.
- На фиксированных малых галактических высотах с увеличением светимости в $H\alpha$ галактики (рис. 4, 8) наблюдаются рост потока от OB-звезд и спад относительного вклада потока от HOLMES, с ростом высоты данный тренд размывается.

- Наибольшая по сравнению с предыдущими случаями разница вклада рассматриваемых источников в ионизацию газовой среды отмечается для галактик с различными удельными темпами звездообразования (рис. 5, 9). С увеличением активности звездообразования видны рост потока от ОБ-звезд и спад относительного вклада потока от HOLMES, а также увеличение скорости спада ионизационного параметра с высотой. Более того, для галактик с активным звездообразованием почти на всех рассматриваемых галактических высотах поток от ОБ-звезд больше потока от HOLMES, а в галактиках с пассивным звездообразованием — наоборот, меньше и мало меняется с высотой, как и ионизационный параметр.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00080). Информация о гранте доступна по адресу: rscf.ru/project/22-12-00080/.

Авторы также благодарят анонимного рецензента за конструктивные замечания, улучшившие данную работу.

В настоящей работе используются данные проекта SDSS-IV MaNGA, доступные по адресу: www.sdss.org/dr16/data_access/. Финансирование SDSS-IV предоставлено Фондом Альфреда П. Слоана, Управлением науки Министерства энергетики США и учреждениями-участниками коллаборации. SDSS признателен за поддержку и ресурсы Центру высокопроизводительных вычислений Университета Юты. Веб-сайт SDSS: www.sdss4.org.

SDSS-IV управляется Консорциумом астрофизических исследований учреждений — участников коллаборации SDSS, включающую Бразильскую группу, Научный институт Карнеги, Университет Карнеги-Меллона, Чилийскую группу, Французскую группу, Гарвард-Смитсоновский центр астрофизики, Канарский институт астрофизики, Университет Джона Хопкинса, Институт физики и математики Вселенной им. Кавли (IPMU)/Токийский университет, Корейскую группу, Национальную лабораторию Лоуренса в Беркли, Потсдамский институт астрофизики им. Лейбница (AIP), Институт астрономии Макса Планка (MPIA Heidelberg), Институт астрофизики Макса Планка (MPA Garching), Институт внеземной физики Макса Планка (MPE), Национальные астрономические обсерватории Китая, Государственный университет Нью-Мексико,

Нью-Йоркский университет, Университет Нотр-Дам, Национальную Обсерваторию/МСТИ, Университет штата Огайо, Университет штата Пенсильвания, Шанхайскую астрономическую обсерваторию, Группу Соединенного Королевства, Национальный автономный университет Мексики, Университет Аризоны, Университет Колорадо в Боулдере, Оксфордский университет, Портсмутский университет, Университет Юты, Университет Вирджинии, Вашингтонский университет, Университет Висконсина, Университет Вандербильта и Йельский университет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алари, Мориссет (A. Alarie and C. Morisset), *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **55**, 377 (2019).
2. Аллен и др. (M.G. Allen, B.A. Groves, M.A. Dopita, R.S. Sutherland, and L.J. Kewley), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **178**, 20 (2008).
3. Ахумада и др. (R. Ahumada, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anderson, B.H. Andrews, B. Anguiano, R. Arcodia, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, 3 (2020).
4. Банди и др. (K. Bundy, M.A. Bershady, D.R. Law, R. Yan, N. Drory, N. MacDonald, D.A. Wake, B. Cherinka, et al.), *Astrophys. J.* **798**, 7 (2015).
5. Бельфиоре и др. (F. Belfiore, R. Maiolino, C. Maraston, E. Emsellem, M.A. Bershady, K.L. Masters, R. Yan, D. Bizyaev, et al.), *MNRAS* **461**, 3111 (2016).
6. Бизяев, Кайсин (D. Bizyaev and S. Kajsin), *Astrophys. J.* **613**, 886 (2004).
7. Бизяев и др. (D.V. Bizyaev, S.J. Kautsch, A.V. Mosenkov, V.P. Reshetnikov, N.Ya. Sotnikova, N.V. Yablokova, and R.W. Hillyer), *Astrophys. J.* **787**, 24 (2014).
8. Бизяев и др. (D. Bizyaev, R.A.M. Walterbos, P. Yoachim, R.A. Riffel, J.G. Fernández-Trincado, K. Pan, A.M. Diamond-Stanic, A. Jones, et al.), *Astrophys. J.* **839**, 87 (2017).
9. Бизяев и др. (D. Bizyaev, R.A.M. Walterbos, Y.-M. Chen, N. Drory, R.R. Lane, J.R. Brownstein, and R.A. Riffel), *MNRAS* **515**, 1598 (2022).
10. Бинетт и др. (L. Binette, M.A. Dopita, and I.R. Tuohy), *Astrophys. J.* **297**, 476 (1985).
11. Блантон и др. (M.R. Blanton, M.A. Bershady, B. Abolfathi, F.D. Albareti, C. Allende Prieto, A. Almeida, J. Alonso-García, F. Anders, et al.), *Astron. J.* **154**, 28 (2017).
12. Болдуин и др. (J.A. Baldwin, M.M. Phillips, and R. Terlevich), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **93**, 5 (1981).
13. Вейю, Остерброк (S. Veilleux and D.E. Osterbrock), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **63**, 295 (1987).
14. Ганн и др. (J.E. Gunn, W.A. Siegmund, E.J. Mannery, R.E. Owen, C.L. Hull, R.F. Leger, L.N. Carey, G.R. Knapp, et al.), *Astron. J.* **131**, 2332 (2006).
15. Деттмар (R.-J. Dettmar), *Astron. Astrophys.* **232**, L15 (1990).

16. Джонс и др. (A. Jones, G. Kauffmann, R. D'Souza, D. Bizyaev, D. Law, L. Haffner, Y. Bahé, B. Andrews, et al.), *Astron. Astrophys.* **599**, A141 (2017).
17. Допита и др. (M.A. Dopita, L.J. Kewley, C.A. Heisler, and R.S. Sutherland), *Astrophys. J.* **542**, 224 (2000).
18. Допита и др. (M.A. Dopita, L.J. Kewley, R.S. Sutherland C.A. Heisler, and D.C. Nicholls), *Astrophys. Space Sci.* **361**, 61 (2016).
19. Дрори и др. (N. Drory, N. MacDonald, M.A. Bershady, K. Bundy, J. Gunn, D.R. Law, M. Smith, R. Stoll, et al.), *Astron. J.* **149**, 77 (2015).
20. Жанг и др. (K. Zhang, R. Yan, K. Bundy, M. Bershady, L.M. Haffner, R. Walterbos, R. Maiolino, et al.), *MNRAS* **466**, 3217 (2017).
21. Йорк и др. (D.G. York, J. Adelman, J.E. Anderson, S.F. Anderson, J. Annis, N.A. Bahcall, J.A. Bakken, R. Barkhouser, et al.), *Astron. J.* **120**, 1579 (2000).
22. Каппеллари (M. Cappellari), *MNRAS* **466**, 798 (2017).
23. Каппеллари, Эмселлем (M. Cappellari and E. Emsellem), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **116**, 138 (2004).
24. Караченцев и др. (I.D. Karachentsev, D.I. Makarov, and E.I. Kaisina), *Astron. J.* **145**, 101 (2013).
25. Кауффманн и др. (G. Kauffmann, T.M. Heckman, C. Tremonti, J. Brinchmann, S. Charlot, S.D.M. White, S.E. Ridgway, J. Brinkmann, et al.), *MNRAS* **346**, 1055 (2003).
26. Кенникутт, Эванс (R.C. Kennicutt and N.J. Evans), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **50**, 531 (2012).
27. Коллинз, Рэнд (J.A. Collins and R.J. Rand), *Gas and Galaxy Evolution*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Proceed.* **240** (Ed. J.E. Hibbard, M. Rupen, and J.H. van Gorkom, San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2001), p. 392.
28. Курти и др. (M. Curti, G. Cresci, F. Mannucci, A. Marconi, R. Maiolino, and S. Esposito), *MNRAS* **465**, 1384 (2017).
29. Кьюли и др. (L.J. Kewley, M.A. Dopita, R.S. Sutherland, C.A. Heisler, and J. Trevena), *Astrophys. J.* **556**, 121 (2001).
30. Кьюли и др. (L.J. Kewley, B. Groves, G. Kauffmann, and T. Heckman), *MNRAS* **372**, 961 (2006).
31. Ласерда и др. (E.A.D. Lacerda, R. Cid Fernandes, G.S. Couto, G. Stasińska, R. García-Benito, N. Vale Asari, E. Pérez, R.M. González Delgado, et al.), *MNRAS* **474**, 3727 (2018).
32. Леви и др. (R.C. Levy, A.D. Bolatto, S.F. Sánchez, L. Blitz, D. Colombo, V. Kalinova, C. López-Cobá, E.C. Ostriker, et al.), *Astrophys. J.* **882**, 84 (2019).
33. Ликия, Ньюман (T.C. Licquia and J.A. Newman), *Astrophys. J.* **806**, 96 (2015).
34. Лоу и др. (D.R. Law, R. Yan, M.A. Bershady, K. Bundy, B. Cherinka, N. Drory, N. MacDonald, J.R. Sánchez-Gallego, et al.), *Astron. J.* **150**, 19 (2015).
35. Лоу и др. (D.R. Law, B. Cherinka, R. Yan, B.H. Andrews, M.A. Bershady, D. Bizyaev, G.A. Blanc, M.R. Blanton, et al.), *Astron. J.* **152**, 83 (2016).
36. Лоу и др. (D.R. Law, X. Ji, F. Belfiore, M.A. Bershady, M. Cappellari, K.B. Westfall, R. Yan, D. Bizyaev, et al.), *Astrophys. J.* **915**, 35 (2021).
37. Макмиллан (P.J. McMillan), *MNRAS* **465**, 76 (2017).
38. Мараско и др. (A. Marasco, F. Fraternali, and G. Heald), *Astron. Astrophys.* **631**, 50 (2019).
39. Мастерс и др. (D. Masters, A. Faisst, and P. Capak), *Astrophys. J.* **828**, 18 (2016).
40. Мёрфи и др. (E.J. Murphy, J.J. Condon, E. Schinnerer, R.C. Kennicutt, D. Calzetti, L. Armus, G. Helou, J.L. Turner, et al.), *Astrophys. J.* **737**, 67 (2011).
41. Моисеев и др. (A.V. Moiseev, K.I. Smirnova, A.A. Smirnova, and V.P. Reshetnikov) *MNRAS* **418**, 244 (2011).
42. Мориссет и др. (C. Morisset, G. Delgado-Inglada, and N. Flores-Fajardo), *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **51**, 103 (2015).
43. Мосенков и др. (A.V. Mosenkov, N.Ya. Sotnikova, V.P. Reshetnikov, D.V. Bizyaev, and S.J. Kautsch), *MNRAS* **451**, 2376 (2015).
44. Перес-Монтеро, Контини (E. Pérez-Montero and T. Contini), *MNRAS* **398**, 949 (2009).
45. Рейнольдс и др. (R.J. Reynolds, F. Scherb, and F.L. Roesler), *Astrophys. J.* **185**, 869 (1973).
46. Рейнольдс (R.J. Reynolds), *The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, *IAU Symp.* **144** (Ed. H. Bloemen, Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1991), p. 67.
47. Робитай, Уитни (T.P. Robitaille and B.A. Whitney), *Astrophys. J.* **710**, L11 (2010).
48. Рэнд (R.J. Rand), *Astrophys. J.* **537**, L13 (2000).
49. Рэнд и др. (R.J. Rand, S.R. Kulkarni, and J.J. Hester), *Astrophys. J.* **352**, L1 (1990).
50. Сазерленд и др. (R. Sutherland, M. Dopita, L. Binette, and B. Groves), "MAPPINGS V: Astrophysical plasma modeling code", *Astrophysics Source Code Library ascl:1807.005* (2018).
51. Свотерс и др. (R.A. Swaters, R. Sancisi, and J.M. van der Hulst), *Astrophys. J.* **491**, 140 (1997).
52. Славин и др. (J.D. Slavin, J.M. Shull, and M.C. Begelman) *Astrophys. J.* **407**, 83 (1993).
53. Сми и др. (S.A. Smee, J.E. Gunn, A. Uomoto, N. Roe, D. Schlegel, C.M. Rockosi, M.A. Carr, F. Leger, et al.), *Astron. J.* **146**, 32 (2013).
54. Тремонтти и др. (C.A. Tremonti, T.M. Heckman, G. Kauffmann, J. Brinchmann, S. Charlot, S.D.M. White, M. Seibert, E.W. Peng, et al.), *Astrophys. J.* **613**, 898 (2004).
55. Уэйк и др. (D.A. Wake, K. Bundy, A.M. Diamond-Stanic, R. Yan, M.R. Blanton, M.A. Bershady, J.R. Sánchez-Gallego, N. Drory, et al.), *Astron. J.* **154**, 86 (2017).
56. Уэстфолл и др. (K.B. Westfall, M. Cappellari, M.A. Bershady, K. Bundy, F. Belfiore, X. Ji, D.R. Law, A. Schaefer, et al.), *Astron. J.* **158**, 231 (2019).
57. Ферланд и др. (G.J. Ferland, K.T. Korista, D.A. Verner, J.W. Ferguson, J.B. Kingdon, and E.M. Verner), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **110**, 761 (1998).

58. Ферланд и др. (G.J. Ferland, R.L. Porter, P.A.M. van Hoof, R.J.R. Williams, N.P. Abel, M.L. Lykins, G. Shaw, W.J. Henney, and P.C. Stancil), *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **49**, 137 (2013).
59. Флорес-Фахардо и др. (N. Flores-Fajardo, C. Morisset, G. Stasińska, and L. Binette), *MNRAS* **415**, 2182 (2011).
60. Хао и др. (C.-N. Hao, R.C. Kennicutt, B.D. Johnson, D. Calzetti, D.A. Dale, and J. Moustakas), *Astrophys. J.* **741**, 124 (2011).
61. Хаффнер и др. (L.M. Haffner, R.-J. Dettmar, J.E. Beckman, K. Wood, J.D. Slavin, C. Giammanco, G.J. Madsen, A. Zurita, and R.J. Reynolds), *Rev. Modern Phys.* **81**, 969 (2009).
62. Хойл, Эллис (F. Hoyle and G.R. Ellis), *Aust. J. Phys.* **16**, 1 (1963).
63. Шоу, Гилмор (M.A. Shaw and G. Gilmore), *MNRAS* **237**, 903 (1989).
64. Эндрюс, Мартини (B.H. Andrews and P. Martini), *Astrophys. J.* **765**, 140 (2013).
65. Ян и др. (R. Yan, K. Bundy, D.R. Law, M.A. Bershady, B. Andrews, B. Cherinka, A.M. Diamond-Stanic, N. Drory, et al.), *Astron. J.* **152**, 197 (2016).
66. Ян и др. (R. Yan, C. Tremonti, M.A. Bershady, D.R. Law, D.J. Schlegel, K. Bundy, N. Drory, N. MacDonald, et al.), *Astron. J.* **151**, 8 (2016).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ МАССЫ МИРИДЫ R HYDRAE

© 2023 г. Ю. А. Фадеев^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.04.2023 г.

После доработки 27.04.2023 г.; принята к публикации 27.04.2023 г.

Проведены расчеты эволюции звезд с массой на главной последовательности $1.7M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 5.2M_{\odot}$ при начальных содержаниях гелия $Y = 0.28$ и более тяжелых элементов $Z = 0.014$. Эволюционные последовательности, соответствующие стадии AGB, были использованы для построения модели мириды R Нуа, описывающей уменьшение периода пульсаций, которое наблюдалось на протяжении почти двух столетий. Показано, что наблюдаемое сокращение периода пульсаций R Нуа, начавшееся во второй половине XVIII в. при значении $P \approx 495$ сут и закончившееся около 1950 г. при значении $P \approx 380$ сут, произошло на стадии сжатия звезды после выхода во внешние слои звезды диффузионной волны лучистой энергии, связанной со вспышкой гелиевого слоевого источника. На протяжении всей истории наблюдений R Нуа пульсировала в фундаментальной моде. Лучшее согласие с наблюдениями получено для восьми моделей с начальной массой $M = 4.8M_{\odot}$ при значениях параметра скорости потери массы формулы Блокера $0.03 \leq \eta_V \leq 0.07$. Теоретические оценки массы мириды R Нуа находятся в пределах $4.44M_{\odot} \leq M \leq 4.63M_{\odot}$, тогда как полученные из расчетов значения радиуса звезды ($421R_{\odot} \leq R \leq 445R_{\odot}$) при периоде пульсаций $P \approx 380$ сут находятся в хорошем согласии с результатами измерений углового диаметра методами оптической интерферометрии.

Ключевые слова: звездная эволюция, пульсации звезд, звезды — переменные и пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010823040022, EDN: CUFEWQ

ВВЕДЕНИЕ

Первые наблюдения переменной R Нуа, которая относится к долгопериодическим пульсирующим переменным типа Миры Кита (Самусь и др., 2017), были выполнены Яном Гевелием в 1662 г. и Джеминиано Монтанари в 1670 г. (Хоффлейт, 1997; Зийстра и др., 2002). Однако регулярные фотометрические наблюдения R Нуа стали проводиться лишь со второй половины XIX в., причем особое внимание эта звезда привлекла к себе после обнаружения быстрого сокращения периода изменения своего блеска (Шмидт, 1865; Гульд, 1882; Чандлер, 1882; Каннон, Пикеринг, 1909; Лудендорф, 1916; Нилсен, 1926; Мюллер, 1929). Наиболее полные сведения об изменении периода R Нуа приводятся в работе Зийстры и др. (2002). Согласно этим данным, уменьшение периода R Нуа началось предположительно во второй половине XVIII в., когда изменения блеска происходили с периодом $P \approx 495$ сут. С конца XVIII в. период уменьшался приблизительно по линейному закону со скоростью

$\dot{P} \approx -0.58$ сут/год, а прекращение уменьшения периода произошло около 1950 г. при значении $P \approx 380$ сут.

Обнаружение в спектре R Нуа линий поглощения изотопа технеция с периодом полураспада $\tau \lesssim 2 \times 10^5$ лет (Орлов, Шаврина, 1984; Литтл и др., 1987; Лебцельтер, Хрон, 2003) свидетельствует о том, что мирида R Нуа является звездой асимптотической ветви гигантов (AGB), и в недавнем прошлом в ней произошла тепловая вспышка гелиевого слоевого источника, которая сопровождалась конвективным вычерпыванием продуктов нуклеосинтеза во внешние слои звезды. Следует заметить, что R Нуа находится на ранней стадии обогащения ее внешних слоев изотопами, которые образуются в слое термоядерного горения гелия, и пока остается кислородной миридой (Меррилл, 1946; 1957; Мехара, 1971). Свидетельством избытка кислорода во внешних слоях звезды является также мазерное излучение молекул OH (Льюис и др., 1995), H₂O (Такаба и др., 2001) и SiO (Хамфрис и др., 1997).

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

Из приближенных оценок, полученных на основе расчетов звездной эволюции (Вуд, Зарро, 1981), следует, что наблюдаемое сокращение периода пульсаций R Нуа обусловлено уменьшением радиуса и светимости звезды после максимума энерговыделения тепловой вспышки в гелиевом слоевом источнике. К сожалению, сведения о массе мириды R Нуа остаются все еще неопределенными, поскольку более детальные теоретические исследования, опирающиеся на результаты расчетов нелинейных звездных пульсаций, до сих пор никем не проводились.

В настоящее время R Нуа является единственной миридой, для которой известны как продолжительность сокращения периода ($170 \text{ лет} \lesssim \Delta t \lesssim 200 \text{ лет}$), так и значения периода в начале ($\Pi_a^* \approx 495 \text{ сут}$) и в конце ($\Pi_b^* \approx 380 \text{ сут}$) этого интервала времени (Зийстра и др., 2002). В предшествующей статье автора (Фадеев, 2022) на примере мириды T UMi показано, что анализ векового изменения периода на стадии тепловой вспышки гелиевого слоевого источника, базирующийся на согласованных расчетах звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, позволяет получить достаточно надежную оценку массы звезды. Ниже приводятся результаты таких расчетов, цель которых заключается в определении массы M и радиуса R кислородной мириды R Нуа. Критерий правильности построенной модели следует из сравнения полученных теоретических оценок среднего радиуса звезды \bar{R} с результатами интерферометрических наблюдений R Нуа в оптическом диапазоне спектра (Ханифф и др., 1995; Айреланд и др., 2004; Вудруф и др., 2008).

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЗВЕЗД AGB

Представленные ниже результаты базируются на результатах расчетов эволюции звезд от главной последовательности до завершения эволюционной стадии AGB. Рассматривались модели звезд с начальной массой $1.7M_\odot \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 5.2M_\odot$ и начальным относительным массовым содержанием гелия $Y = 0.28$. Предполагалось, что начальное содержание элементов тяжелее гелия (металлов) составляет $Z = 0.014$, которое по современным представлениям соответствует металличности солнечного вещества (Асплунд и др., 2009).

Эволюционные последовательности рассчитывались с помощью программы MESA версии r15140 (Пакстон и др., 2019). Конвективное перемешивание рассматривалось в рамках теории конвекции Бём-Витензе (1958) при отношении длины пути перемешивания к шкале высот по

давлению $\alpha_{\text{MLT}} = 1.8$. Дополнительное перемешивание на границах конвективных зон рассчитывалось по модели Хервига (2000) при значениях параметра эффективности овершутинга f_{ov} , предложенных Пиньятари и др. (2016). В частности, на эволюционных стадиях предшествующих AGB вычисления проводились при $f_{\text{ov}} = 0.014$, тогда как на стадии тепловой неустойчивости гелиевого слоевого источника полагалось, что на внутренней границе внешней конвективной зоны $f_{\text{ov}} = 0.126$. Предположение о более протяженной области дополнительного перемешивания на дне внешней конвективной зоны позволяет получить лучшее согласие результатов расчетов конвективного вычерпывания с наблюдаемыми содержаниями углерода и кислорода в звездах AGB (Хервиг и др., 2003; Пиньятари и др., 2016). Вычисление скоростей энерговыделения в термоядерных реакциях и расчеты нуклеосинтеза проводились с использованием базы данных JINA Reaclib (Сайбурт и др., 2010).

На эволюционных стадиях, которые предшествуют стадии AGB (т.е. при центральном содержании гелия $Y_c > 10^{-4}$), скорость потери массы \dot{M} вычислялась по формуле Раймерса (1975) при значении параметра $\eta_R = 0.5$, тогда как на стадии AGB вычисление \dot{M} проводилось по формуле Блокера (1995) при $\eta_B = 0.05$. В окрестности эволюционных последовательностей, которые показали хорошее согласие с наблюдениями R Нуа, были проведены дополнительные эволюционные расчеты при значениях параметра $\eta_B = 0.03$ и $\eta_B = 0.07$. В общей сложности было вычислено несколько десятков эволюционных последовательностей, отдельные модели которых были использованы как начальные условия в гидродинамических расчетах и определении периода пульсаций.

Период радиальных пульсаций и радиус звезды связаны между собой как $\Pi \propto R^{3/2}$, поэтому первое представление об изменении периода после максимума энерговыделения в гелиевом слоевом источнике $L_{3\alpha}$ может быть получено из рассмотрения изменений радиуса звезды без проведения трудоемких гидродинамических расчетов. На рис. 1 показан график изменения радиуса мириды с массой $M = 1.96M_\odot$ (эволюционная последовательность $M_{\text{ZAMS}} = 2M_\odot$, $\eta_B = 0.05$) после девятой тепловой вспышки ($i_{\text{TP}} = 9$), а график на рис. 2 описывает изменение радиуса модели с массой $M = 4.21M_\odot$ (эволюционная последовательность $M_{\text{ZAMS}} = 4.5M_\odot$, $\eta_B = 0.05$) после седьмой тепловой вспышки. На обоих рисунках время эволюции t отсчитывается от максимума $L_{3\alpha}$, который на графиках отмечен заполненным кружком с меткой 0.

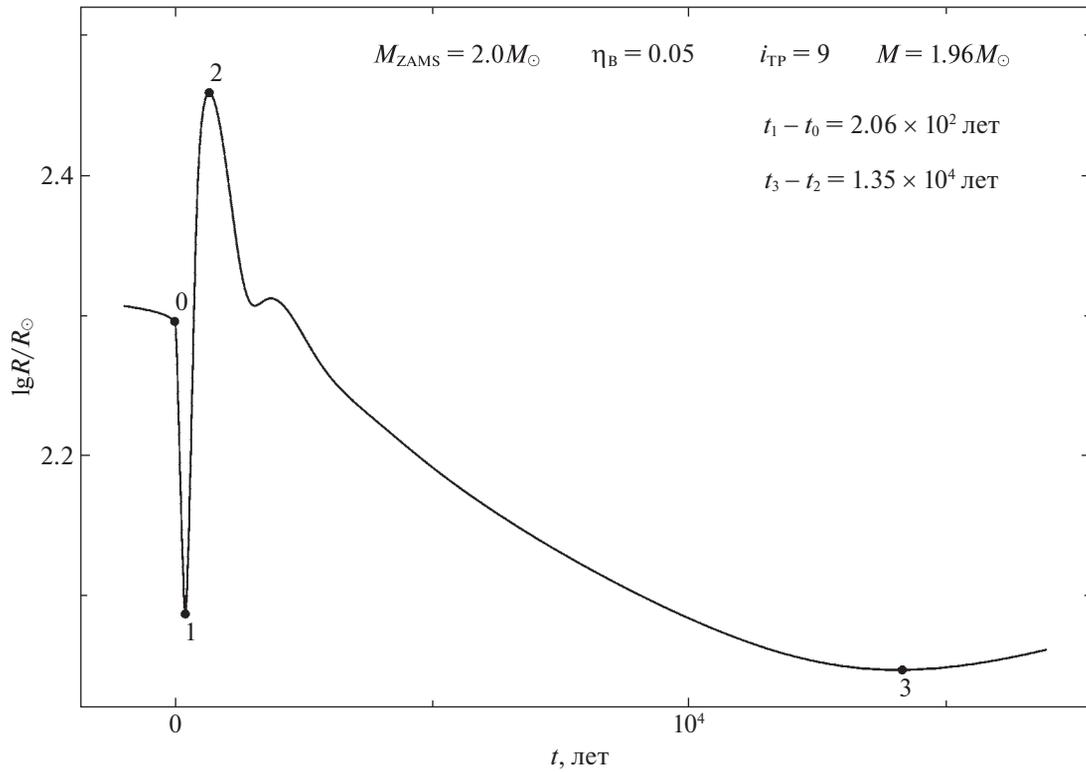


Рис. 1. Изменение радиуса звезды с массой $M = 1.96 M_{\odot}$ (эволюционная последовательность $M_{ZAMS} = 2.01 M_{\odot}$, $\eta_B = 0.05$) на стадии тепловой вспышки $i_{TP} = 9$. Время эволюции t отсчитывается от максимума $L_{3\alpha}$.

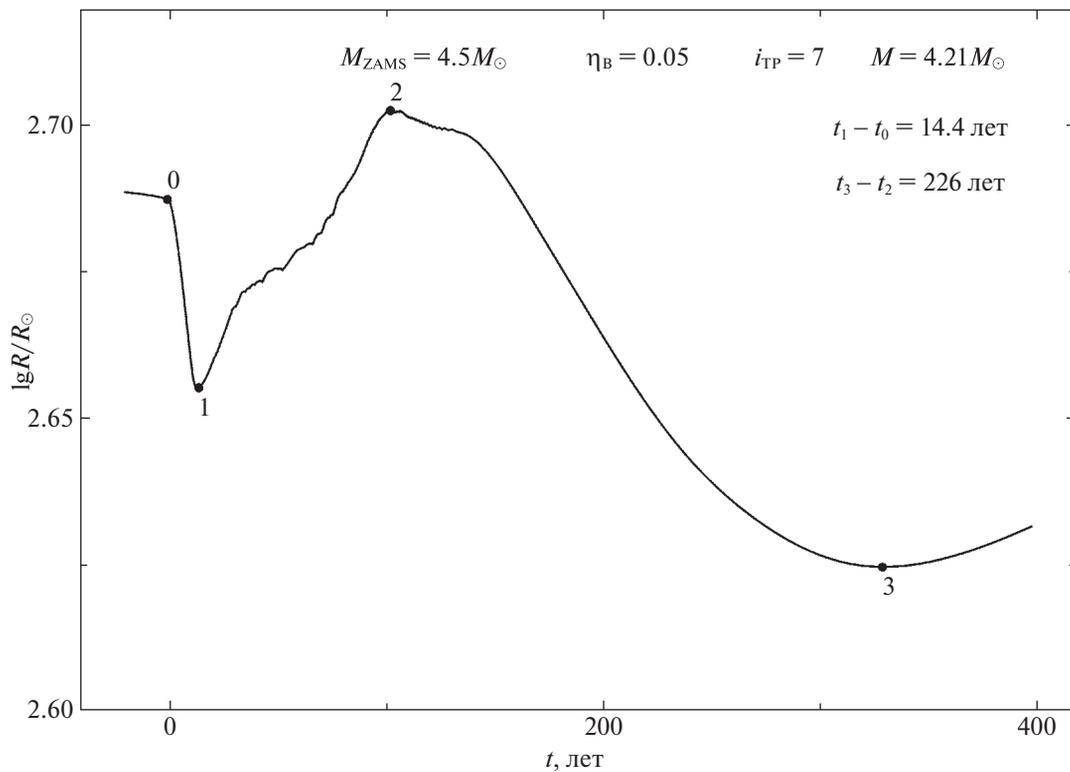


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для мириды с массой $M = 4.21 M_{\odot}$ (эволюционная последовательность $M_{ZAMS} = 4.5 M_{\odot}$, $\eta_B = 0.05$) на стадии тепловой вспышки $i_{TP} = 7$.

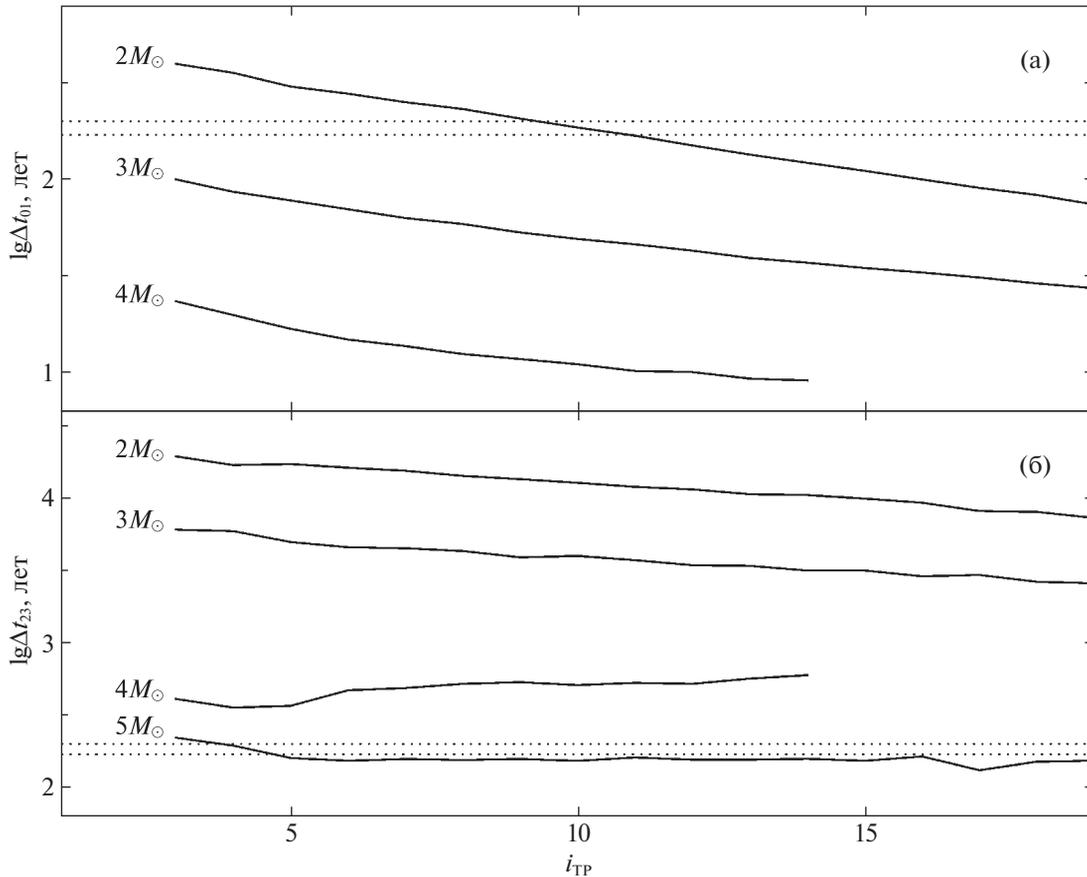


Рис. 3. Продолжительность первой (а) и второй (б) стадий уменьшения радиуса звезды как функция порядкового номера тепловой вспышки i_{TR} для эволюционных последовательностей, рассчитанных при $\eta_B = 0.05$. Около кривых даны значения начальной массы M_{ZAMS} . Пунктирными линиями показаны интервалы времени 170 и 200 лет.

Уменьшение радиуса звезды непосредственно после максимума $L_{3\alpha}$ происходит вследствие адиабатического расширения слоев термоядерного горения водорода и резкого падения энерговыделения в реакциях CNO-цикла, которые являются главным источником светимости красного гиганта. Уменьшение светимости и радиуса звезды прекращается в точке t_1 из-за появления в оболочке красного гиганта диффузионной волны лучистой энергии, связанной с тепловой вспышкой в гелиевом слоевом источнике. Таким образом, интервал времени $\Delta t_{01} = t_1 - t_0$ приблизительно равен времени диффузии лучистой энергии из слоя термоядерного горения гелия до внешних слоев звезды. Как следует из сопоставления графиков на рис. 1 и рис. 2, величина этого интервала уменьшается с увеличением массы звезды. Продолжительность второй стадии уменьшения радиуса звезды ($\Delta t_{23} = t_3 - t_2$) более чем на порядок превосходит Δt_{01} и также уменьшается с увеличением массы звезды.

Как следует из графиков на рис. 1 и рис. 2, продолжительность первой стадии уменьшения

радиуса мириды с массой $M = 1.96M_{\odot}$ ($\Delta t_{01} = 206$ лет) сравнима с продолжительностью второй стадии уменьшения радиуса мириды с массой $M = 4.21M_{\odot}$ ($\Delta t_{23} = 226$ лет). Величины этих интервалов близки к продолжительности наблюдаемого сокращения периода R Нуа ($170 \text{ лет} \lesssim \Delta t \approx 200 \text{ лет}$), поэтому при построении модели мириды R Нуа должны быть рассмотрены обе стадии уменьшения радиуса.

Отрезок времени, в течение которого происходит уменьшение радиуса, зависит не только от массы звезды, но и от времени эволюции на стадии AGB. Эта зависимость иллюстрируется на рис. 3, где величина интервалов времени Δt_{01} и Δt_{23} показана как функция порядкового номера тепловой вспышки i_{TR} для нескольких эволюционных последовательностей с начальной массой $2M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 5M_{\odot}$. Как видно из приведенных графиков, величина интервала времени Δt_{01} близка к наблюдаемому значению для эволюционных последовательностей с начальной массой $M_{ZAMS} < 3M_{\odot}$ при $i_{TR} < 10$. Продолжитель-

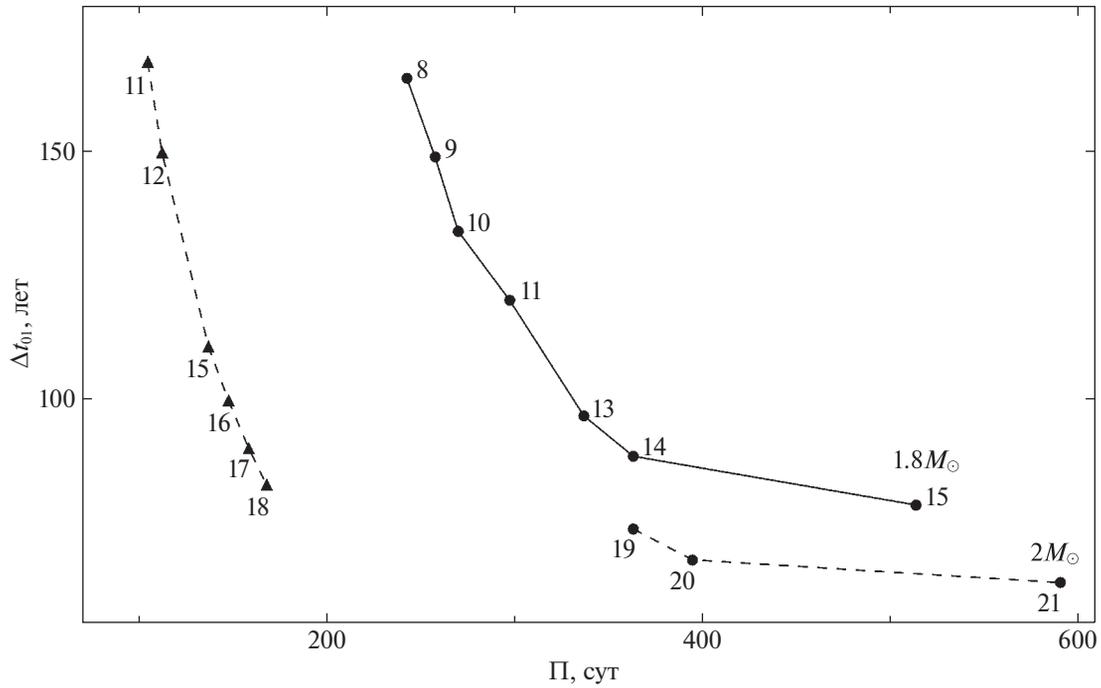


Рис. 4. Диаграмма период Π — продолжительность первой стадии уменьшения радиуса Δt_{01} для эволюционных последовательностей $M_{ZAMS} = 1.8M_{\odot}$ (сплошная линия) и $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$ (штриховые линии). Кружками и треугольниками показаны модели с возрастом $t = t_0$, пульсирующие в фундаментальной моде и в первом обороте. Числа около зависимостей показывают порядковый номер тепловой вспышки i_{TP} .

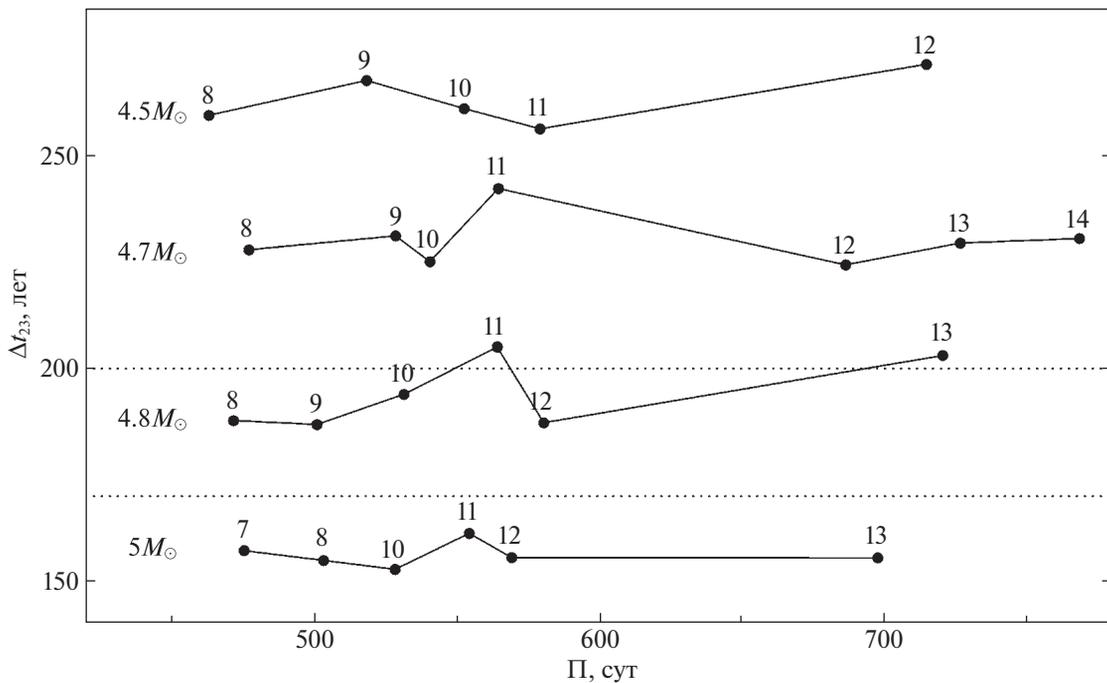


Рис. 5. Диаграмма период Π — продолжительность второй стадии уменьшения радиуса Δt_{23} для эволюционных последовательностей $M_{ZAMS} = 4.5M_{\odot}$, $4.7M_{\odot}$, $4.8M_{\odot}$ и $5M_{\odot}$, рассчитанных при $\eta_B = 0.05$. Пунктирными горизонтальными линиями отмечен интервал значений $170 \text{ лет} \leq \Delta t \leq 200 \text{ лет}$.

ность второй стадии уменьшения радиуса звезды Δt_{23} оказывается близкой к наблюдаемому значению в более широком диапазоне значений порядкового номера тепловой вспышки ($i_{\text{ТР}} > 5$), но для эволюционных последовательностей с начальной массой $4M_{\odot} < M_{\text{ZAMS}} \lesssim 5M_{\odot}$. Однозначный вывод о применимости той или иной группы моделей (т.е. первой или второй стадии уменьшения радиуса) может быть сделан лишь после определения значений периода пульсаций в начале уменьшения радиуса звезды, т.е. в моменты времени t_0 и t_2 соответственно.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПУЛЬСАЦИЙ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ

Определение периода пульсаций моделей мирид проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии звездных пульсаций на стадии колебаний предельного цикла. Вычисление самовозбуждающихся нелинейных звездных пульсаций с последующим переходом к автоколебаниям (т.е. предельному циклу) заключается в решении задачи Коши для уравнений радиационной гидродинамики с начальными условиями в виде отдельных моделей эволюционной последовательности, которые находятся в состоянии гидростатического равновесия. Для учета эффектов нестационарной конвекции, уравнения гидродинамики были дополнены транспортными уравнениями, описывающими диффузионный перенос удельной энтальпии и средней кинетической энергии турбулентных движений (Куфюс, 1986). Основные уравнения гидродинамики и параметры теории нестационарной конвекции описаны в работе (Фадеев, 2013).

Существенное препятствие, возникающее при вычислении пульсаций мирид, связано с тем, что гидростатически равновесная оболочка звезды не всегда находится в состоянии теплового равновесия, которое является необходимым условием при определении периода колебаний методами теории звездных пульсаций (Яри, Тухман, 1996). Чтобы преодолеть это затруднение, в данной работе был использован подход, предложенный в предшествующей статье автора (Фадеев, 2022) и который основывается на оценке степени отклонения физических условий в звездной оболочке от теплового равновесия. Для этого используется величина

$$\delta_L = \max_{1 \leq j \leq N} |1 - L_j/L_1|.$$

Здесь L_j — полная (т.е. лучистая и конвективная) светимость в j -й лагранжевой зоне гидродинамической модели, $j = 1$ на внутренней границе, которая рассматривается как жесткая постоянно излучающая сфера, $j = N$ на внешней границе

модели. Все гидродинамические вычисления в данной работе проводились при числе лагранжевых массовых зон $N = 600$. Условие $\delta_L = 0$ очевидно соответствует состоянию теплового равновесия. Критерием малости отклонений от теплового равновесия, допускающим применимость теории звездных пульсаций, является выполнение условия $\delta_L \lesssim 10^{-2}$ (Фадеев, 2022). Из результатов расчетов, проведенных в данной работе, следует, что это условие выполняется во всех экстремумах значений радиуса, которые на рис. 1 и рис. 2 показаны заполненными кружками.

Соотношение между продолжительностью первой стадии уменьшения радиуса Δt_{01} и периодом пульсаций Π в момент максимума $L_{3\alpha}$ иллюстрируется на рис. 4 для эволюционных последовательностей $M_{\text{ZAMS}} = 1.8M_{\odot}$ и $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$, которые были рассчитаны при $\eta_{\text{В}} = 0.05$. Возрастание периода пульсаций Π с увеличением порядкового номера тепловой вспышки отражает тот факт, что светимость и радиус мириды в момент максимума $L_{3\alpha}$ увеличиваются с течением времени эволюции. Величина интервала времени Δt_{01} монотонно сокращается с увеличением номера тепловой вспышки и, соответственно, периода пульсаций Π . Как следует из приведенных графиков, периоды пульсаций мирид с массой $M \lesssim 2M_{\odot}$ при максимуме тепловой вспышки преимущественно не превосходят 400 сут, и радиальные пульсации с периодом $\Pi \approx 500$ сут возникают лишь на заключительной стадии AGB, когда продолжительность уменьшения радиуса не превосходит 100 лет. Таким образом, модель мириды R Нуа, предполагающая, что наблюдаемое сокращение периода происходит на первой стадии уменьшения радиуса, без сомнения, должна быть исключена.

Диаграмма период–продолжительность второй стадии уменьшения радиуса, приведенная на рис. 5, позволяет заключить, что удовлетворительное согласие с наблюдениями может быть получено для моделей эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 4.8M_{\odot}$. Следует заметить, что монотонное изменение Δt_{23} с увеличением $i_{\text{ТР}}$ связано с заметными колебаниями значений максимального радиуса R_2 , которые происходят при переходе от одной вспышки к следующей.

МОДЕЛИ МИРИДЫ R НУА

Наблюдательные оценки периода пульсаций мириды R Нуа $\Pi_a \approx 495$ сут, сделанные на рубеже XVII–XVIII вв., крайне немногочисленны и не вполне надежны (Зийстра и др., 2002), так что полноценная модель мириды R Нуа может быть построена только с учетом более надежного

Таблица 1. Модели мириды R Нуа с начальной массой $M_{\text{ZAMS}} = 4.8M_{\odot}$

$\eta_{\text{В}}$	$i_{\text{ТР}}$	M/M_{\odot}	$X_{\text{C}}/X_{\text{O}}$	Δt_{23} , лет	R_2/R_{\odot}	R_3/R_{\odot}	П_2 , сут	П_3 , сут
0.03	6	4.63	0.305	177	495	429	451	383
	7	4.60	0.331	164	512	437	469	387
	8	4.58	0.355	154	532	445	473	393
0.05	5	4.58	0.279	197	498	421	470	377
	6	4.54	0.302	173	502	429	473	389
	7	4.50	0.328	189	515	435	471	394
0.07	5	4.50	0.282	200	499	424	472	386
	6	4.44	0.306	177	506	433	463	398

значения $\text{П}_b \approx 380$ сут, соответствующего приблизительно 1950 г., когда сокращение периода колебаний прекратилось. Для этого в данной работе были проведены дополнительные расчеты эволюционных последовательностей AGB-звезд с начальной массой $M_{\text{ZAMS}} = 4.8M_{\odot}$ при значениях параметра скорости массы $\eta_{\text{В}} = 0.03$ и $\eta_{\text{В}} = 0.07$. Отдельные модели этих последовательностей, соответствующие второму максимуму R_2 и второму минимуму R_3 радиуса звезды, были использованы в качестве начальных условий при решении уравнений гидродинамики и в конечном счете при определении значений периода пульсаций П_2 и П_3 .

Результаты этих расчетов суммированы в табл. 1 для моделей эволюционных последовательностей с начальной массой $M_{\text{ZAMS}} = 4.8M_{\odot}$, где в первых четырех колонках даны значения параметра скорости потери массы $\eta_{\text{В}}$ формулы Блокера (1995), порядкового номера тепловой вспышки $i_{\text{ТР}}$, массы мириды M при $t = t_0$ и отношения массовых содержаний изотопов углерода ^{12}C и кислорода ^{16}O на внешней границе эволюционной модели. Необходимо заметить, что на ранней стадии AGB перед первой тепловой вспышкой это отношение для всех рассмотренных эволюционных последовательностей составляет $X_{\text{C}}/X_{\text{O}} = 0.248$, следовательно, химический состав всех моделей, перечисленных в табл. 1, характеризуется повышенным содержанием углерода, свидетельству-

ющем о начале процесса конвективного вычерпывания продуктов нуклеосинтеза. Вместе с тем все модели относятся к кислородным миридам, поскольку отношение концентраций этих изотопов в конвективной оболочке звезды $N_{\text{C}}/N_{\text{O}} < 1$.

При отборе моделей, представленных в табл. 1, мы руководствовались условием, что период пульсаций П_3 может отличаться от наблюдательной оценки $\text{П}_b^* = 380$ сут не более чем на 5%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты обширных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций позволили однозначно установить, что наблюдаемое в мириде R Нуа уменьшение периода колебаний произошло после появления в конвективной оболочке звезды диффузионной волны лучистой энергии, связанной с тепловой вспышкой в гелиевом слоевом источнике. Ранее к такому же выводу пришли Вуд и Зарро (1981) на основе проведенных ими расчетов звездной эволюции. Вместе с тем следует отметить существование заметного расхождения между теоретическими оценками основных характеристик R Нуа, полученными в данной работе, и значениями, упомянутыми в статье Вуда и Зарро (1981). В частности, из результатов данной работы следует, что масса вырожденного углеродно-кислородного ядра мириды R Нуа и светимость

в начале уменьшения периода составляют $M_{CO} = 0.856M_{\odot}$ и $L \approx 2.5 \times 10^4$, тогда как из статьи Вуда и Зарро (1981) следуют другие значения этих величин: $M_{CO} = 0.653M_{\odot}$, $L \approx 1.3 \times 10^4 L_{\odot}$. Причина такого расхождения заключается прежде всего в том, что рассмотренная Вудом и Зарро (1981) модель предполагает более продолжительную стадию уменьшения светимости и радиуса звезды и не учитывает тот факт, что в 1950 г. сокращение периода пульсаций мириды R Нуа прекратилось.

R Нуа является одной из ближайших мирид, и к настоящему времени для нее были проведены измерения углового диаметра методом оптической интерферометрии. Согласно Ханифф и др. (1995), угловой диаметр R Нуа составляет $d = 0.033$ угловых секунды, что при расстоянии 125 пк соответствует радиусу звезды $R = 442R_{\odot}$. Следует заметить, что использованная в работе Ханифф и др. (1995) оценка расстояния R Нуа была получена с помощью приближенной зависимости период—светимость—цвет (Фист и др., 1989). Тем не менее современная оценка расстояния R Нуа, основанная на обработке данных астрометрического каталога Gaia DR3, составляет 126 пк (Андриансаралаза и др., 2022), что оставляет значение радиуса из работы Ханифф и др. (1995) практически неизменным. Таким образом, согласие средних значений радиуса моделей мириды R Нуа, приведенных в табл. 1, с наблюдениями подтверждает справедливость полученных в данной работе теоретических оценок массы звезды: $4.44M_{\odot} \leq M \leq 4.63M_{\odot}$. Разброс значений массы звезды M не превосходит пяти процентов и обусловлен не только вариациями параметра скорости потери массы η_V , но также ограниченной точностью вычислений, которая не всегда позволяет уверенно определить максимальное значение радиуса R_2 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айреланд и др. (M.J. Ireland, P.G. Tuthill, T.R. Bedding, J.G. Robertson, and A.P. Jacob), *MNRAS* **350**, 365 (2004).
2. Андриансаралаза и др. (M. Andriantsaralaza, S. Ramstedt, W.H.T. Vlemmings, and E. De Beck), *Astron. Astrophys.* **667**, A74 (2022).
3. Асплунд и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 481 (2009).
4. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), *Zeitschrift für Astrophys.* **46**, 108 (1958).
5. Блокер (T. Blöcker), *Astron. Astrophys.* **297**, 727 (1995).
6. Вуд, Зарро (P.R. Wood and D.M. Zarro), *Astrophys. J.* **247**, 247 (1981).
7. Вудруф и др. (H.C. Woodruff, P.G. Tuthill, J.D. Monnier, M.J. Ireland, T.R. Bedding, S. Lacour, W.C. Danchi, and M. Scholz), *Astrophys. J.* **673**, 418 (2008).
8. Гульд (B.A. Gould), *Astron. Nachr.* **102**, 341 (1882).
9. Зийстра и др. (A.A. Zijlstra, T.R. Bedding, and J.A. Mattei), *MNRAS* **334**, 498 (2002).
10. Каннон, Пикеринг (A.J. Cannon and E.C. Pickering), *Annals of Harvard College Observatory* **55**, 95 (1909).
11. Куфюс (R. Kuhfuß), *Astron. Astrophys.* **160**, 116 (1986).
12. Лебцельгер, Хрон (T. Lebzelter and J. Hron), *Astron. Astrophys.* **411**, 533 (2003).
13. Литтл и др. (S.J. Little, I.R. Little-Marenin, and W.H. Bauer), *Astron. J.* **94**, 981 (1987).
14. Лудендорф (H. Ludendorff), *Astron. Nachr.* **203**, 117 (1916).
15. Льюис и др. (B.M. Lewis, P. David P, and A.M. Le Squeren), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, 237 (1995).
16. Меррилл (P.W. Merrill), *Astrophys. J.* **103**, 6 (1946).
17. Меррилл (P.W. Merrill), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **69**, 77 (1957).
18. Мехара (H. Maehara), *Publ. Astron. Soc. Japan* **23**, 313 (1971).
19. Мюллер (R. Müller), *Astron. Nachr.* **237**, 81 (1929).
20. Нилсен (A.V. Nielsen), *Astron. Nachr.* **227**, 141 (1926).
21. Орлов М.Я., Шаврина А.В., *Науч. информ. Астрон. совета АН СССР* **56**, 97 (1984).
22. Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschi, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J.A. Goldberg, A.S. Jermyn, S.M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R.H.D. Townsend, W.M. Wolf, M. Zhang, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
23. Пиньятари и др. (M. Pignatari, F. Herwig, R. Hirschi, M. Bennett, G. Rockefeller, C. Fryer, F.X. Timmes, C. Ritter, A. Heger, S. Jones, U. Battino, A. Dotter, R. Trappitsch, S. Diehl, U. Frischknecht, A. Hungerford, G. Magkotsios, C. Travaglio, and P. Young), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **225**, 24 (2016).
24. Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
25. Сайбурт и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R.D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F.K. Thielemann, and M. Wiescher), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **189**, 240 (2010).

26. Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н., *Астрон. журн.* **94**, 87 (2017) [N.N. Samus', E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E.N. Pastukhova, *Astron. Rep.* **61**, 80 (2017)].
27. Такаба и др. (H. Takaba, I. Takahiro, M. Takeshi, and S. Deguchi), *Publ. Astron. Soc. Japan* **53**, 517 (2001).
28. Фадеев Ю.А., *Письма в Астрон. журн.* **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
29. Фадеев (Yu.A. Fadeyev), *MNRAS* **514**, 5996 (2022).
30. Фист и др. (M.W. Feast, I.S. Glass, P.A. Whitelock, and R.M. Catchpole), *MNRAS* **241**, 375 (1989).
31. Хамфрис и др. (E.M.L. Humphreys, M.D. Gray, J.A. Yates, and D. Field), *MNRAS* **287**, 663 (1997).
32. Ханифф и др. (C.A. Haniff, M. Scholz, and P.G. Tuthill), *MNRAS* **276**, 640 (1995).
33. Хервиг (F. Herwig), *Astron. Astrophys.* **360**, 952 (2000).
34. Хервиг и др. (F. Herwig, N. Langer, and M. Lugaro), *Astrophys. J.* **593**, 1056 (2003).
35. Хоффлейт (D. Hoffleit), *J. Am. Associat. Var. Star Observ.* **25**, 115 (1997).
36. Шмидт (J.F.J. Schmidt), *Astron. Nachr.* **65**, 173 (1865).
37. Чандлер (S.C. Chandler), *Astron. Nachr.* **103**, 225 (1882).
38. Яари, Тухман (A. Ya'Ari and Y. Tuchman), *Astrophys. J.* **456** 350 (1996).

ЦЕФЕИДЫ V371 PER И OGLE-LMC-CEP-2132: ПЕРВОЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ПОЛОСЫ НЕСТАБИЛЬНОСТИ

© 2023 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 12.04.2023 г.

После доработки 24.04.2023 г.; принята к публикации 27.04.2023 г.

Для обоих периодов бимодальной цефеиды V371 Per и для цефеиды OGLE-LMC-CEP-2132 построены $O - C$ диаграммы, охватывающие временной интервал 126 и 119 лет соответственно. Диаграммы $O - C$ имеют вид парабол, что позволило впервые определить квадратичные элементы изменения блеска и вычислить скорости эволюционных изменений периодов: $dP_{Fu}/dt = 1.085 (\pm 0.007)$ с/год и $dP_{1O}/dt = 0.923 (\pm 0.003)$ с/год для фундаментальной моды и первого обертона V371 Per, соответственно, а также $dP/dt = 15.304 (\pm 0.048)$ для OGLE-LMC-CEP-2132, что согласуется с результатами теоретических расчетов для первого пересечения полосы неустойчивости. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном, подтвердил реальность увеличения периодов.

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

DOI: 10.31857/S0320010823040010, **EDN:** CUEGMC

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени сильная линия лития 6707.766 Å обнаружена в спектрах всего шести классических цефид. Это: две цефеиды, пульсирующие в фундаментальной моде, OGLE-LMC-CEP-4628 = HV 5497 с периодом $P = 98^d9$ (Лак, Ламберт, 1992) и V1033 Cyg с периодом $P = 4^d946$ (Лак, Ламберт, 2011), бимодальная цефеида V371 Per, пульсирующая в фундаментальной моде, $P = 1^d738$, и первом обертоне, $P_{1O} = 1^d270$ (Ковтюх и др., 2016), и три бимодальные цефеиды, пульсирующие в первом и втором обертонах, ASAS 075842-2536.1 = V743 Pup ($P_{1O} = 0^d410$, $P_{2O} = 0^d328$) и ASAS 131714-6605.0 = V356 Mus ($P_{1O} = 0^d913$, $P_{2O} = 0^d734$) (Ковтюх и др., 2019) и V363 Cas ($P_{1O} = 0^d547$, $P_{2O} = 0^d438$) (Катанзаро и др., 2020). Содержание лития в этих звездах $A(\text{Li}) > 3.0$ dex, в то время как у остальных цефеид $A(\text{Li}) < 1.2$ dex.

Анализ всей имеющейся информации (Ковтюх и др., 2019; Катанзаро и др., 2020) позволил предположить, что богатые литием цефеиды находятся

на первом пересечении полосы неустойчивости, так как после первого пересечения содержание лития уменьшается за счет захвата нейтронов после первой “выемки” продуктов горения из ядра (dredge-up) на фазе ветви красных гигантов. Кроме того, 4 из 6 этих цефеид являются бимодальными.

Из модельных расчетов (Эггенбергер, 2021; Нгуен и др., 2022; Юсоф и др., 2022) следует, что на эволюционных треках цефеид малых масс (а значит, и малых периодов) голубая петля после первого пересечения очень короткая и не заходит в полосу неустойчивости, т.е. второго и третьего пересечений не случается. Поэтому цефеиды с периодами менее 4–5 дней (в зависимости от металличности) должны быть на первом пересечении, и периоды увеличивается настолько быстро, что диаграммы $O - C$ должны быть параболами с крутыми ветвями, направленными вверх.

Однако парабола, соответствующая первому пересечению полосы неустойчивости, обнаружена только у одной нормальной (не бимодальной) цефеиды — V1033 Cyg с периодом $P = 4^d946$: $dP/dt = +18.19 (\pm 0.08)$ с/год (Бердников и др., 2019). Диаграммы $O - C$ всех исследованных цефеид с меньшими периодами выглядят как квазипериодические волны, которые, как правило,

*Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru

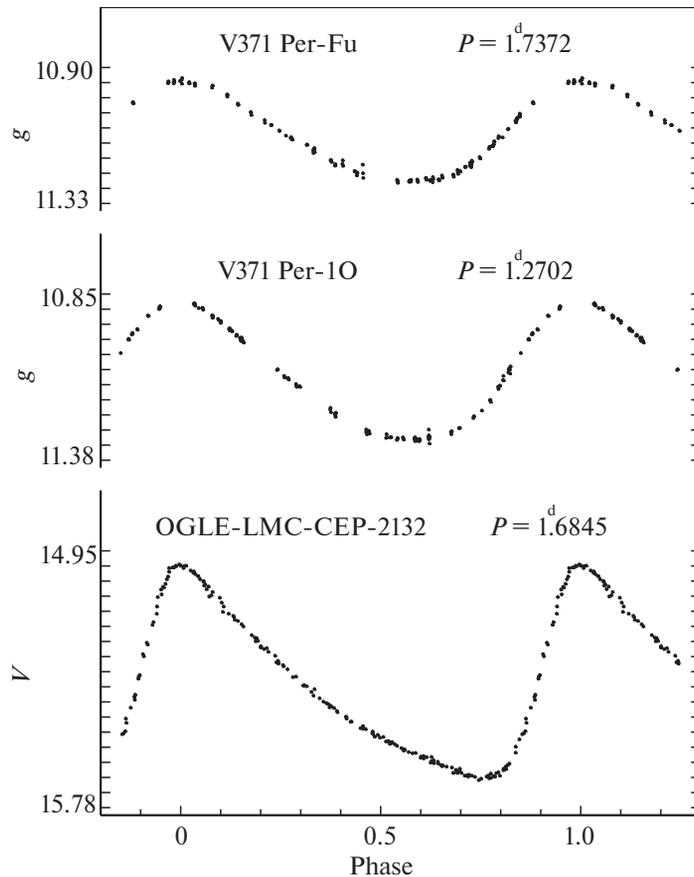


Рис. 1. Кривые изменения блеска для обоих колебаний V371 Пер в фильтре g' (ASAS-SN) и для OGLE-LMC-CEP-2132 в фильтре V (OGLE).

накладываются на слабые тренды, которые иногда можно интерпретировать как вековые увеличения или уменьшения периодов (Черный и др., 2022).

Диаграммы $O - C$ для обоих периодов бимодальных цефеид впервые были построены для AS Cas и TU Cas (Бердников и др., 2021; Бердников, Пастухова, 2021). При этом периоды AS Cas для фундаментальной моды $P_{Fu} = 3^d 025$ и первого обертона $dP_{1O} = 2^d 155$ слегка увеличиваются: $dP_{Fu}/dt = +0.065 (\pm 0.010)$ с/год и $dP_{1O}/dt = +0.163 (\pm 0.006)$ с/год, а периоды TU Cas $P_{Fu} = 2^d 139$ и $dP_{1O} = 1^d 518$ слегка уменьшаются: $dP_{Fu}/dt = -0.039 (\pm 0.004)$ с/год и $dP_{1O}/dt = -0.036 (\pm 0.007)$ с/год — в полном соответствии с поведением нормальных короткопериодических цефеид.

Таким образом, быстрое увеличение периодов у короткопериодических цефеид, которые в теории должны быть на первом пересечении полосы нестабильности, не обнаружено. Может быть, причиной этого является малый угол на диаграмме Герцшпрунга–Рассела между эволюционным тре-

ком данной цефеиды и линией одинакового периода.

Единственная известная цефеида на первом пересечении с соответствующей скоростью изменения периода — V1033 Cyg, и она оказалась богата литием. Было бы интересно установить связь между скоростью изменения периода и обилием лития. Для этого надо исследовать $O - C$ диаграммы известных богатых литием цефеид, а также провести поиски быстрых изменений периодов других цефеид с последующим получением их спектров на предмет обнаружения линии лития.

Из различных соображений предполагалось, что богатая литием бимодальная цефеида V371 Per тоже находится на первом пересечении полосы нестабильности (Вилс и др., 2010; Ишида, 2017) с высокой скоростью изменения периода, но соответствующую параболу на ее $O - C$ диаграммах из-за плохого качества используемого наблюдательного материала построить не удавалось. К настоящему времени были получены новые фотометрические данные, и появилась реальная возможность поиска быстрых изменений периодов фундаментальной моды и первого обертона V371 Per.

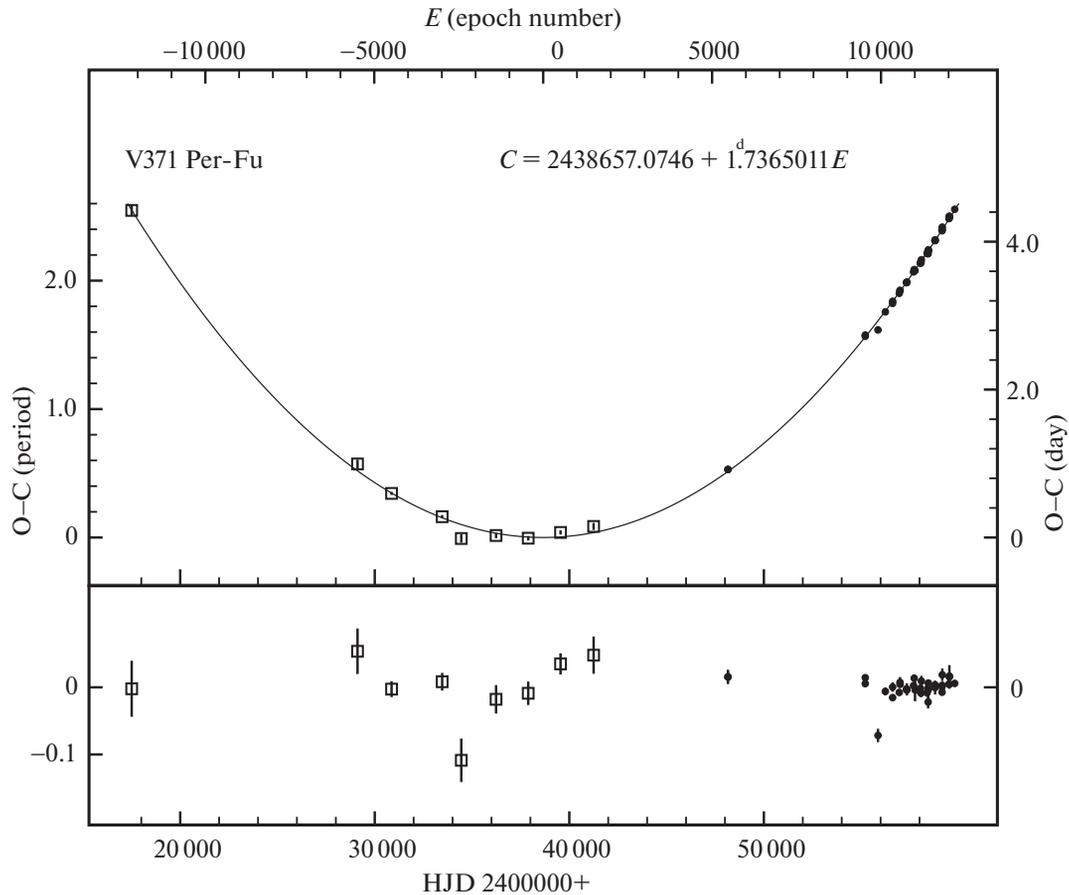


Рис. 2. Диаграмма $O - C$ для V371 Per относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов фундаментальной моды (табл. 6). Линия — парабола, соответствующая квадратичным элементам.

Кроме того, исследуя цефеиды БМО, мы обнаружили, что в работе Родригес-Сеговия и др. (2022) имеются указания на то, что цефеида OGLE-LMC-CEP-2132 ($P = 4^d685$), у которой неизвестно содержание лития, может находиться на первом пересечении полосы нестабильности.

Таким образом, задача данной работы — поиск быстрых эволюционных изменений периодов двух цефеид: V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132.

КРИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА V371 Per И OGLE-LMC-CEP-2132

В работе Бердникова и др. (2021) описана методика выделения кривых блеска для фундаментальной моды и первого обертона бимодальной цефеиды из наблюдаемой кривой блеска. Эту методику мы используем и в данной работе. В качестве примера на рис. 1 показаны кривые изменения блеска V371 Per в фильтре g' , построенные по данным каталога ASAS-SN (Ясингхе и др., 2019), а также кривая блеска классической цефеиды OGLE-LMC-CEP-2132 в фильтре V , построенная по данным каталога OGLE (Удальски и др., 2018).

В табл. 1 приведены параметры кривых блеска обоих колебаний для V371 Per и для OGLE-LMC-CEP-2132 в фильтрах g' и V : блеск в максимуме, амплитуда и средний блеск по интенсивности, а коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) приведены в табл. 2. Эти коэффициенты согласу-

Таблица 1. Параметры кривых блеска V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132 в фильтрах V и g'

Мода колебаний	Фильтр	Блеск в максимуме	Амплитуда	Средний блеск по интенсивности
V371 Per				
Fu	V	10^m785	0^m246	10^m911
Fu	g'	10^m944	0^m334	11^m121
$1O$	V	10^m722	0^m346	10^m911
$1O$	g'	10^m871	0^m457	11^m121
OGLE-LMC-CEP-2132				
Fu	V	14^m995	0^m706	15^m393

Таблица 2. Коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) кривых блеска фундаментальной моды ($P_{Fu} = 1^d737$) и первого обертона ($P_1 = 1^d270$) V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132 ($P = 4^d685$) в фильтре V

Мода колебаний	R_{21} Error	R_{31} Error	R_{41} Error	ϕ_{21} Error	ϕ_{31} Error	ϕ_{41} Error
V371 Per						
Fu	0.17529 ± 0.00077	0.03150 ± 0.00077	0.00246 ± 0.00077	4.21903 ± 0.00468	2.60136 ± 0.02470	4.64957 ± 0.31500
$1O$	0.18843 ± 0.00005	0.05605 ± 0.00005	0.00595 ± 0.00005	4.00005 ± 0.00031	2.07139 ± 0.00098	1.89541 ± 0.00910
OGLE-LMC-CEP-2132						
Fu	0.40689 ± 0.00415	0.19913 ± 0.00415	0.09685 ± 0.00415	4.24077 ± 0.01313	2.32812 ± 0.02425	0.27772 ± 0.04590

Таблица 3. Наблюдательный материал V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132

Источник данных	Число наблюдений	Тип наблюдений	Интервал JD
ГАИШ (Данная работа)	159	Фотографические, pg	2413594–2447442
Сатывалдиев (1966)	173	Фотографические, pg	2430253–2438385
Шмидт (1995)	59	CCD, VR	2447872–2448503
Шмидт (2013)	21	CCD, VR	2454768–2455883
KWS	2097	CCD, VI	2455819–2459599
ASAS-SN	8641	CCD, Vg'	2456870–2459843
DASCH	1534	Фотографические, pg	2413877–2433347
MACHO	3172	CCD, BR	2448825–2451544
OGLE	2510	CCD, VI	2450455–2457507

ются с данными OGLE для цефеид Галактики и БМО (Удальски и др., 2018).

OGLE (Удальски и др., 2018), MACHO (Оллсман, Аксельрод, 2001), KWS (<http://kws.cetus-net.org/maehara/V5data.py>) и ASAS-SN (Ясингхе и др., 2019).

МЕТОДИКА ИЗУЧЕНИЯ ИЗМЕНЯЕМОСТИ ПЕРИОДОВ ЦЕФЕИД

Для изучения изменчивости периодов пульсаций цефеид мы применяем общепринятую методику анализа $O - C$ диаграмм, а самым точным методом определения остатков $O - C$ является метод Герцшпрунга (1919), машинная реализация которого описана в работе Бердникова (1992). Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэнном (1993).

Для изучения периодов V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132 мы собрали опубликованные фотографические, фотоэлектрические и ПЗС наблюдения. Кроме того, мы сделали глазомерные оценки блеска на фотографических пластинках ГАИШ (Москва), а также использовали фотометрию из каталогов DASCH (Гриндлей и др., 2009),

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 3. Эти наблюдения охватывают временной интервал 126 и 119 лет для V371 Per и OGLE-LMC-CEP-2132 соответственно.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых V371 Per приведены в табл. 4 (для фундаментальной моды и первого обертона), а результаты для OGLE-LMC-CEP-2132 приведены в табл. 5. 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. 4–5 изображены на $O - C$ диаграммах (рис. 2–4) квадратиками

Таблица 4. Моменты максимума блеска V371 Per

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
V371 Per-Fu						
2417507.4650	0.0725	<i>pg</i>	-12182	+4.4229	18	ГАИШ (данная работа)
2429114.2827	0.0587	<i>pg</i>	-5496	+0.9943	28	ГАИШ (данная работа)
2430864.2779	0.0206	<i>pg</i>	-4488	+0.5964	41	Сатывалдиев (1966)
2433465.2414	0.0229	<i>pg</i>	-2990	+0.2812	51	Сатывалдиев (1966)
2434447.8063	0.0561	<i>pg</i>	-2424	-0.0134	23	ГАИШ (данная работа)
2436234.7064	0.0368	<i>pg</i>	-1395	+0.0271	51	ГАИШ (данная работа)
2437887.8188	0.0304	<i>pg</i>	-443	-0.0096	41	Сатывалдиев (1966)
2439549.7283	0.0275	<i>pg</i>	514	+0.0684	24	ГАИШ (данная работа)
2441249.8441	0.0481	<i>pg</i>	1493	+0.1496	15	ГАИШ (данная работа)
2448153.1820	0.0137	<i>V</i>	5468	+0.9195	59	Шмидт (1995)
2448153.1870	0.0187	<i>R</i>	5468	+0.9195	59	Шмидт (1995)
2455210.3881	0.0079	<i>V</i>	9531	+2.7217	21	Шмидт (2013)
2455210.4085	0.0030	<i>R</i>	9531	+2.7370	21	Шмидт (2013)
2455865.1338	0.0173	<i>V</i>	9908	+2.8065	23	KWS
2456243.9353	0.0100	<i>V</i>	10126	+3.0507	91	KWS
2456617.3983	0.0073	<i>V</i>	10341	+3.1660	122	KWS
2456619.2271	0.0121	I_c	10342	+3.1939	115	KWS
2456959.6253	0.0018	<i>V</i>	10538	+3.3022	393	ASAS-SN
2456996.1954	0.0137	I_c	10559	+3.3415	102	KWS
2456999.6001	0.0055	<i>V</i>	10561	+3.3376	127	KWS
2457329.6443	0.0025	<i>V</i>	10751	+3.4466	234	ASAS-SN
2457343.5384	0.0104	<i>V</i>	10759	+3.4487	114	KWS
2457348.8162	0.0158	I_c	10762	+3.4525	128	KWS
2457694.4543	0.0012	<i>V</i>	10961	+3.5913	949	ASAS-SN
2457727.4793	0.0098	<i>V</i>	10980	+3.6228	104	KWS
2457769.2055	0.0295	I_c	11004	+3.6085	33	KWS
2458041.8708	0.0026	<i>V</i>	11161	+3.7076	143	ASAS-SN
2458047.0911	0.0015	<i>V</i>	11164	+3.7183	747	ASAS-SN
2458076.6104	0.0104	<i>V</i>	11181	+3.7172	97	KWS
2458095.8148	0.0136	I_c	11192	+3.7557	64	KWS
2458389.3026	0.0036	<i>V</i>	11361	+3.8391	77	ASAS-SN
2458425.7949	0.0015	<i>V</i>	11382	+3.8650	769	ASAS-SN

Таблица 4. Продолжение

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2458443.1958	0.0164	I_c	11392	+3.8364	84	KWS
2458444.9644	0.0211	I_c	11393	+3.8686	96	KWS
2458455.3406	0.0093	V	11399	+3.8901	80	KWS
2458460.5617	0.0012	g'	11402	+3.8779	152	ASAS-SN
2458795.8446	0.0010	g'	11595	+4.0161	241	ASAS-SN
2458801.0359	0.0089	V	11598	+4.0218	121	KWS
2458801.0938	0.0179	I_c	11598	+4.0152	141	KWS
2458804.5088	0.0012	V	11600	+4.0217	1080	ASAS-SN
2459155.4199	0.0011	V	11802	+4.1594	1884	ASAS-SN
2459160.6176	0.0082	V	11805	+4.1477	127	KWS
2459164.1336	0.0008	g'	11807	+4.1668	316	ASAS-SN
2459169.4131	0.0162	I_c	11810	+4.1963	148	KWS
2459511.5555	0.0014	V	12007	+4.3123	946	ASAS-SN
2459534.1625	0.0009	g'	12020	+4.3211	344	ASAS-SN
2459534.2223	0.0306	I_c	12020	+4.3402	68	KWS
2459535.8977	0.0094	V	12021	+4.3436	112	KWS
2459808.6469	0.0030	g'	12178	+4.4382	48	ASAS-SN
V371 Per-10						
2417491.1493	0.0771	pg	-16668	+5.1795	20	ГАИШ (данная работа)
2429142.8384	0.0294	pg	-7488	+1.0579	27	ГАИШ (данная работа)
2430864.0598	0.0153	pg	-6132	+0.5714	41	Сатывалдиев (1966)
2433465.4347	0.0130	pg	-4083	+0.3388	51	Сатывалдиев (1966)
2434448.0137	0.1041	pg	-3309	+0.1730	23	ГАИШ (данная работа)
2436350.0031	0.0157	pg	-1811	+0.1576	41	Сатывалдиев (1966)
2437911.5952	0.0150	pg	-581	+0.0234	40	Сатывалдиев (1966)
2439082.1963	0.0325	pg	341	-0.0353	21	ГАИШ (данная работа)
2439597.7261	0.0427	pg	747	-0.0022	24	ГАИШ (данная работа)
2439836.4520	0.0460	pg	935	+0.0209	25	ГАИШ (данная работа)
2448152.7414	0.0077	V	7484	+1.0650	59	Шмидт (1995)
2448152.7664	0.0115	R	7484	+1.0572	59	Шмидт (1995)
2455210.5521	0.0056	V	13041	+3.1742	21	Шмидт (2013)
2455210.5927	0.0035	R	13041	+3.1819	21	Шмидт (2013)
2455863.3573	0.0123	V	13555	+3.3556	26	KWS
2456243.1870	0.0053	V	13854	+3.5461	91	KWS

Таблица 4. Окончание

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2456617.9093	0.0033	V	14149	+3.7081	121	KWS
2456617.9328	0.0057	I_c	14149	+3.7165	119	KWS
2456959.6013	0.0010	V	14418	+3.8518	398	ASAS-SN
2456993.9198	0.0080	I_c	14445	+3.8735	106	KWS
2457000.2509	0.0034	V	14450	+3.8711	132	KWS
2457327.9807	0.0013	V	14708	+4.0192	241	ASAS-SN
2457344.4990	0.0051	V	14721	+4.0315	116	KWS
2457348.3193	0.0090	I_c	14724	+4.0277	134	KWS
2457693.8156	0.0008	V	14996	+4.1817	994	ASAS-SN
2457725.5912	0.0047	V	15021	+4.2149	108	KWS
2457768.7984	0.0193	I_c	15055	+4.2374	35	KWS
2458041.8586	0.0011	V	15270	+4.3280	143	ASAS-SN
2458046.9460	0.0009	V	15274	+4.3366	777	ASAS-SN
2458076.1637	0.0045	V	15297	+4.3512	99	KWS
2458095.2637	0.0106	I_c	15312	+4.3908	70	KWS
2458388.6440	0.0015	V	15543	+4.4863	77	ASAS-SN
2458424.2126	0.0009	V	15571	+4.5034	834	ASAS-SN
2458445.8224	0.0120	I_c	15588	+4.5133	99	KWS
2458455.9725	0.0053	V	15596	+4.5209	80	KWS
2458461.0420	0.0005	g'	15600	+4.5169	152	ASAS-SN
2458795.1300	0.0004	g'	15863	+4.6747	241	ASAS-SN
2458800.2204	0.0059	V	15867	+4.6811	122	KWS
2458801.4988	0.0110	I_c	15868	+4.6749	144	KWS
2458805.2971	0.0007	V	15871	+4.6790	1178	ASAS-SN
2459155.8962	0.0005	V	16147	+4.8420	1932	ASAS-SN
2459159.7151	0.0043	V	16150	+4.8518	134	KWS
2459164.7854	0.0004	g'	16154	+4.8485	316	ASAS-SN
2459169.8723	0.0102	I_c	16158	+4.8364	144	KWS
2459510.3041	0.0009	V	16426	+5.0047	966	ASAS-SN
2459533.1690	0.0004	g'	16444	+5.0202	344	ASAS-SN
2459534.4387	0.0187	I_c	16445	+5.0001	67	KWS
2459536.9855	0.0051	V	16447	+5.0225	115	KWS
2459808.8245	0.0017	g'	16661	+5.1517	48	ASAS-SN

Таблица 5. Моменты максимума блеска OGLE-LMC-CEP-2132

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2413928.9056	0.5003	<i>pg</i>	-4655	+24.9807	7	DASCH
2415927.9667	0.0826	<i>pg</i>	-4226	+18.7658	12	DASCH
2417142.4340	0.3021	<i>pg</i>	-3966	+17.9144	17	DASCH
2423769.3421	0.1023	<i>pg</i>	-2546	+7.3123	22	DASCH
2423769.3510	0.1102	<i>pg</i>	-2546	+7.3212	41	DASCH
2423937.4736	0.0811	<i>pg</i>	-2510	+7.1688	28	DASCH
2425664.9319	0.1058	<i>pg</i>	-2140	+5.1350	24	DASCH
2425851.6690	0.0899	<i>pg</i>	-2100	+4.9000	56	DASCH
2426412.1924	0.1518	<i>pg</i>	-1980	+4.5070	26	DASCH
2426454.0186	0.2169	<i>pg</i>	-1971	+4.2646	22	DASCH
2426575.6353	0.0633	<i>pg</i>	-1945	+4.3494	38	DASCH
2426687.7582	0.0944	<i>pg</i>	-1921	+4.2889	65	DASCH
2427500.2928	0.0690	<i>pg</i>	-1747	+3.4948	49	DASCH
2427504.8927	0.0733	<i>pg</i>	-1746	+3.4204	71	DASCH
2427799.2655	0.1118	<i>pg</i>	-1683	+3.3122	65	DASCH
2428070.1231	0.0855	<i>pg</i>	-1625	+3.0602	48	DASCH
2428439.1019	0.0897	<i>pg</i>	-1546	+2.7691	40	DASCH
2428836.1698	0.0960	<i>pg</i>	-1461	+2.5212	79	DASCH
2429051.0586	0.0971	<i>pg</i>	-1415	+2.3921	31	DASCH
2429345.2644	0.0869	<i>pg</i>	-1352	+2.1168	45	DASCH
2429770.5067	0.0928	<i>pg</i>	-1261	+1.9975	100	DASCH
2429934.2298	0.0847	<i>pg</i>	-1226	+2.1200	80	DASCH
2430088.1408	0.0586	<i>pg</i>	-1193	+1.7791	48	DASCH
2430597.2947	0.0891	<i>pg</i>	-1084	+1.4339	100	DASCH
2430858.8350	0.0676	<i>pg</i>	-1028	+1.2133	49	DASCH
2431470.9408	0.0670	<i>pg</i>	-897	+0.9854	99	DASCH
2431615.8370	0.0867	<i>pg</i>	-866	+0.9781	47	DASCH
2432120.2605	0.0570	<i>pg</i>	-758	+0.5769	43	DASCH
2432134.5624	0.1552	<i>pg</i>	-755	+0.8559	29	DASCH
2432489.7840	0.2188	<i>pg</i>	-679	+0.8304	105	DASCH
2432648.5130	0.2054	<i>pg</i>	-645	+0.6332	48	DASCH
2448923.4643	0.0035	<i>B</i>	2835	+9.0101	94	MACHO

Таблица 5. Продолжение

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2448923.4941	0.0045	R	2835	+9.0106	97	MACHO
2449035.8404	0.0043	R	2859	+9.1736	94	MACHO
2449040.4874	0.0033	B	2860	+9.1756	97	MACHO
2449138.8254	0.0042	R	2881	+9.3239	92	MACHO
2449143.4751	0.0040	B	2882	+9.3286	94	MACHO
2449241.8112	0.0050	R	2903	+9.4751	95	MACHO
2449246.4523	0.0034	B	2904	+9.4712	98	MACHO
2449400.9251	0.0043	B	2937	+9.6920	92	MACHO
2449405.6417	0.0045	R	2938	+9.7050	93	MACHO
2449499.2301	0.0038	B	2958	+9.8367	97	MACHO
2449503.9382	0.0042	R	2959	+9.8411	100	MACHO
2449578.8080	0.0030	B	2975	+9.9514	99	MACHO
2449578.8365	0.0040	R	2975	+9.9506	96	MACHO
2449653.7056	0.0032	B	2991	+10.0601	98	MACHO
2449658.4267	0.0041	R	2992	+10.0776	98	MACHO
2449840.9605	0.0040	B	3031	+10.3429	97	MACHO
2449840.9946	0.0036	R	3031	+10.3477	98	MACHO
2450009.4893	0.0029	B	3067	+10.5968	99	MACHO
2450009.5257	0.0029	R	3067	+10.6039	99	MACHO
2450112.4787	0.0029	B	3089	+10.7515	96	MACHO
2450112.5121	0.0036	R	3089	+10.7557	96	MACHO
2450243.5549	0.0035	B	3117	+10.9473	97	MACHO
2450243.5967	0.0052	R	3117	+10.9598	96	MACHO
2450388.6863	0.0029	B	3148	+11.1753	98	MACHO
2450388.7212	0.0040	R	3148	+11.1808	99	MACHO
2450464.1306	0.0100	I_c	3164	+11.2939	45	OGLE
2450464.1364	0.0025	I_c	3164	+11.2998	63	OGLE
2450482.8621	0.0021	I_c	3168	+11.3282	53	OGLE
2450482.8694	0.0048	I_c	3168	+11.3355	45	OGLE
2450492.2289	0.0041	I_c	3170	+11.3464	50	OGLE
2450496.9084	0.0023	I_c	3171	+11.3516	54	OGLE
2450515.6520	0.0075	I_c	3175	+11.3981	50	OGLE

Таблица 5. Продолжение

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2450520.3176	0.0030	I_c	3176	+11.3894	51	OGLE
2450547.8586	0.0043	B	3182	+11.4213	88	MACHO
2450553.0918	0.0032	I_c	3183	+11.4435	55	OGLE
2450561.9370	0.0050	R	3185	+11.4475	96	MACHO
2450590.5448	0.0058	I_c	3191	+11.5020	50	OGLE
2450604.5396	0.0047	V	3194	+11.5238	31	OGLE
2450609.2202	0.0046	V	3195	+11.5301	30	OGLE
2450726.3127	0.0030	I_c	3220	+11.7152	34	OGLE
2450777.2663	0.0032	B	3231	+11.7881	89	MACHO
2450824.1118	0.0050	R	3241	+11.8613	99	MACHO
2450838.6804	0.0053	I_c	3244	+11.8996	44	OGLE
2450866.7754	0.0054	I_c	3250	+11.9487	32	OGLE
2451086.2728	0.0037	B	3297	+12.2906	88	MACHO
2451114.9013	0.0025	I_c	3303	+12.3366	38	OGLE
2451142.9897	0.0057	I_c	3309	+12.3791	36	OGLE
2451264.7373	0.0025	I_c	3335	+12.5949	36	OGLE
2451363.0566	0.0041	I_c	3356	+12.7538	40	OGLE
2451376.5776	0.0049	R	3359	+12.7594	107	MACHO
2451390.5973	0.0036	B	3362	+12.7855	96	MACHO
2451395.7783	0.0106	V	3363	+12.8053	25	OGLE
2451419.1829	0.0065	V	3368	+12.8384	22	OGLE
2451470.7368	0.0038	I_c	3379	+12.9250	31	OGLE
2451555.0164	0.0036	I_c	3397	+13.0672	31	OGLE
2451564.3773	0.0065	I_c	3399	+13.0795	37	OGLE
2451634.6184	0.0032	I_c	3414	+13.2061	30	OGLE
2451746.9937	0.0046	I_c	3438	+13.3981	37	OGLE
2451826.5852	0.0032	I_c	3455	+13.5264	23	OGLE
2452271.4170	0.0036	I_c	3550	+14.2994	44	OGLE
2452603.8850	0.0038	I_c	3621	+14.8919	50	OGLE
2452631.9866	0.0034	I_c	3627	+14.9477	41	OGLE
2452650.7088	0.0025	I_c	3631	+14.9727	60	OGLE

Таблица 5. Окончание

Мах, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	$O - C$, сут	N	Источник данных
2452674.1208	0.0053	I_c	3636	+15.0132	50	OGLE
2452955.0979	0.0058	I_c	3696	+15.5321	39	OGLE
2453062.7984	0.0042	I_c	3719	+15.7236	42	OGLE
2453348.4485	0.0042	I_c	3780	+16.2412	43	OGLE
2453502.9536	0.0054	V	3813	+16.5442	23	OGLE
2453723.1053	0.0034	I_c	3860	+16.9538	53	OGLE
2454064.9949	0.0040	I_c	3933	+17.6193	41	OGLE
2454322.5309	0.0046	V	3988	+18.1184	17	OGLE
2454449.0298	0.0031	I_c	4015	+18.3613	53	OGLE
2455292.1130	0.0034	I_c	4195	+20.0701	40	OGLE
2455493.4787	0.0024	V	4238	+20.4906	35	OGLE
2455493.5255	0.0022	I_c	4238	+20.4875	56	OGLE
2455554.4154	0.0023	I_c	4251	+20.6115	44	OGLE
2455563.7399	0.0023	V	4253	+20.6372	35	OGLE
2455596.5699	0.0030	I_c	4260	+20.6972	38	OGLE
2455610.5817	0.0020	V	4263	+20.7360	35	OGLE
2455629.3639	0.0025	I_c	4267	+20.7711	42	OGLE
2455676.2056	0.0032	I_c	4277	+20.8697	42	OGLE
2455788.5847	0.0019	V	4301	+21.1155	35	OGLE
2455830.7876	0.0025	I_c	4310	+21.1997	46	OGLE
2455886.9953	0.0024	I_c	4322	+21.3158	46	OGLE
2455933.8338	0.0029	I_c	4332	+21.4113	46	OGLE
2455980.6819	0.0039	I_c	4342	+21.5164	39	OGLE
2456022.8456	0.0033	I_c	4351	+21.6113	38	OGLE
2456139.9509	0.0031	I_c	4376	+21.8591	38	OGLE
2456243.0077	0.0026	I_c	4398	+22.0813	31	OGLE
2456327.2899	0.0041	V	4416	+22.2759	26	OGLE
2456364.8047	0.0033	I_c	4424	+22.3463	40	OGLE
2456772.3691	0.0030	I_c	4511	+23.2464	50	OGLE
2457067.5046	0.0052	I_c	4574	+23.9008	39	OGLE
2457390.7766	0.0026	I_c	4643	+24.6458	40	OGLE

для фотографических наблюдений, и маленькими заполненными кружками для остальных наблюдений с вертикальными черточками, указывающими пределы ошибок определения остатков $O - C$.

Диаграммы $O - C$ имеют вид парабол. По мо-

ментам максимального блеска из табл. 4–5 получены квадратичные элементы изменения блеска, которые приведены в табл. 6 и которые использовались для проведения парабол на верхней части рис. 2–4, на нижних частях показаны отклонения

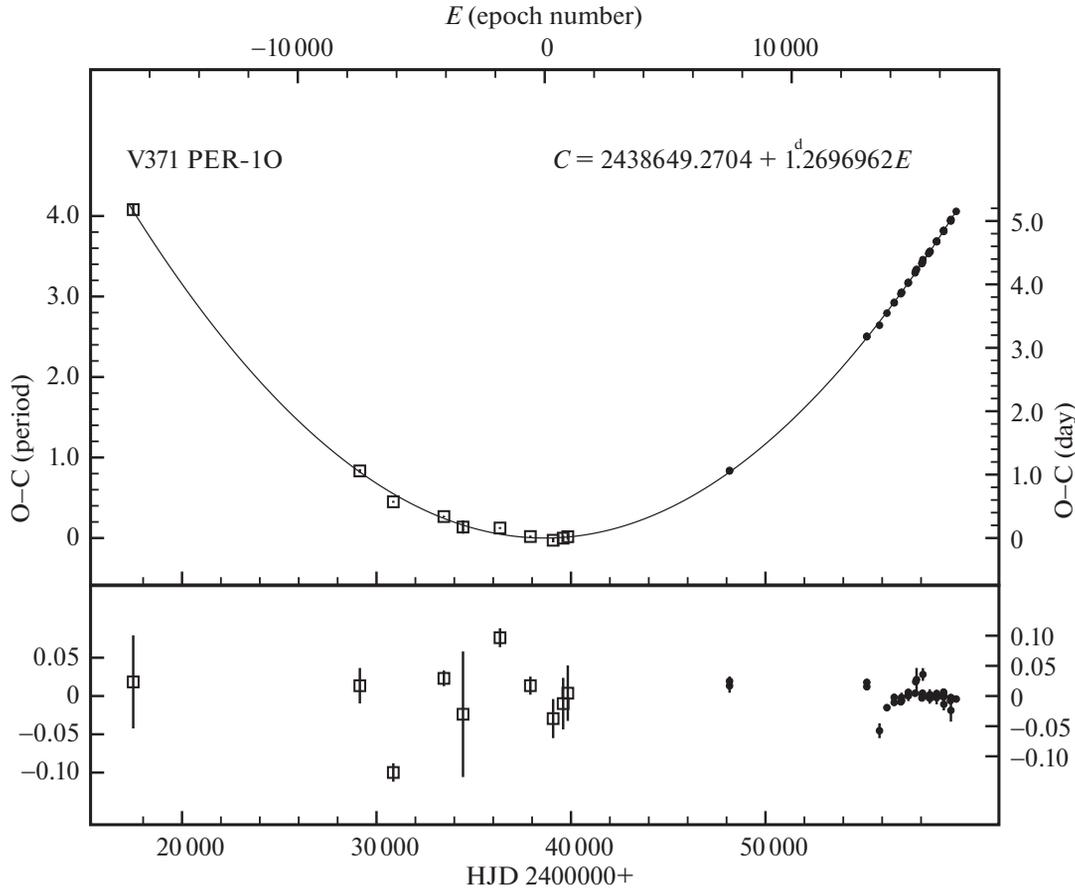


Рис. 3. Диаграмма $O - C$ для V371 Пер относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов первого оборота (табл. 6). Линия — парабола, соответствующая квадратичным элементам.

от этих парабол. Линейная часть этих элементов использована для вычислений остатков $O - C$ в пятом столбце табл. 4–5.

По данным табл. 4–5 вычислены разности моментов максимумов блеска в фильтрах B (а также pg , фотометрическая система которого близка к B), g' , R и I_c относительно фильтра V ; соответствующие поправки приведены в табл. 7. Эти поправки учитывались при построении рис. 2–4 и определении элементов (табл. 6), которые 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. 4–5, $\Delta(O - C)_i = (O - C)_{i+1} - (O - C)_i$, 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 обоих колебаний V371 Пер и OGLE-LMC-CEP-2132 (рис. 5–7). Величины P'_i , которые имеют смысл периода в интервале эпох $E_i \div E_{i+1}$, соответствуют поведению остатков $O - C$ на рис. 2–4, т.е. обнаруженные увеличения периодов являются реальными.

Квадратичные члены элементов (табл. 6) позволяют вычислить скорости эволюционного увеличения периода для фундаментальной моды и первого оборота V371 Пер и для OGLE-LMC-CEP-2132, которые приведены в пятом столбце табл. 6. Эти скорости соответствуют теоретическим расчетам для первого пересечения полосы неустойчивости (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014).

Таким образом, теперь известны три короткопериодические цефеиды на первом пересечении полосы неустойчивости с большой скоростью возрастания периода пульсаций: V1033 Cyg и V371 Пер — с большим содержанием лития, и OGLE-LMC-CEP-2132, обилие лития для которой пока неизвестно.

Что касается цефеиды HV5497 с периодом 98^d9 , то ее $O - C$ диаграмма (Ковтюх и др., 2019) дает $\log(dP/dt) = 2.75 (\pm 1.56)$ с/год, что соответствует третьему пересечению полосы неустойчивости (Тэрнер и др., 2006). Однако на плоскости $\log(P) - \log(dP/dt)$ области, занимаемые первым и третьим пересечениями, вблизи периода 98^d9 перекрываются, и, с учетом ошибки, $\log(dP/dt) = 2.75 + 1.56$

Таблица 6. Квадратичные элементы изменения блеска в форме $\text{Max } HJD = HJD_0 + P \times E + q \times E^2$ для фундаментальной моды и первого обертона V371 Per и для OGLE-LMC-CEP-2132, а также скорости изменения их периодов dp/dt

Звезда	HJD_0 Error	P , сут Error	q , сут Error	dp/dt , с/год Error
V371 Per-Fu	38657.0746	1.736501087	$0.29843840 \times 10^{-07}$	1.08469
	± 0.0143	± 0.000001508	$\pm 0.18300212 \times 10^{-09}$	± 0.00665
V371 Per-1O	38649.2704	1.269696150	$0.18567942 \times 10^{-07}$	0.92297
	± 0.0094	± 0.000000766	$\pm 0.66302681 \times 10^{-10}$	± 0.00330
OGLE-LMC-CEP-2132	35663.2921	4.674302980	$0.11333991 \times 10^{-05}$	15.30351
	± 0.0324	± 0.000008276	$\pm 0.35431322 \times 10^{-08}$	± 0.04784

Таблица 7. Разности моментов максимумов блеска ΔT в фильтрах B , g' , R и I_c относительно фильтра V для фундаментальной моды и первого обертона V371 Per и для OGLE-LMC-CEP-2132

Звезда	ΔT_B , сут Error	$\Delta T_{g'}$, сут Error	ΔT_R , сут Error	ΔT_{I_c} , сут Error
V371 Per-Fu	-0.0240	-0.0238	-0.0050	-0.0644
	± 0.0130	± 0.0130	± 0.0020	± 0.0248
V371 Per-1O	+0.0053	+0.0052	-0.0328	-0.0150
	± 0.0060	± 0.0067	± 0.0003	± 0.0155
OGLE-LMC-CEP-2132	+0.4869	—	+0.4576	+0.0499
	± 0.0065	—	± 0.0067	± 0.0069

попадает уже в область первого пересечения. Кроме того, масса цефеиды с периодом ≥ 100 сут больше $11 M_{\odot}$, а на эволюционных треках таких цефеид голубая петля отсутствует (Еггенбергер, 2021). Таким образом, HV5497 должна впервые пересекать полосу неустойчивости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменчивости периодов бимодальной цефеиды V371 Per и нормальной цефеиды OGLE-LMC-CEP-2132 нами было сделано 159 глазомерных оценок блеска на фотопластинках ГАИШ; кроме того, было собрано из различных источников 18 366 фотографических, фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. В результате обработки всех имеющихся данных были определены 224 момента максимума блеска: 98 для V371 Per и 126 для OGLE-LMC-CEP-2132, охватывающих

временной интервал 126 и 119 лет соответственно. Построенные $O - C$ диаграммы позволили определить квадратичные элементы изменения блеска и вычислить скорости эволюционных изменений их периодов: $dP_{Fu}/dt = 1.085 (\pm 0.007)$ с/год и $dP_{1O}/dt = 0.923 (\pm 0.003)$ с/год для фундаментальной моды и первого обертона V371 Per, соответственно, а также $dP/dt = 15.304 (\pm 0.048)$ для OGLE-LMC-CEP-2132; эти значения скоростей согласуются с результатами теоретических расчетов для первого пересечения полосы неустойчивости. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность увеличения периодов.

Теперь число известных цефеид на первом пересечении полосы неустойчивости с большой скоростью увеличения периода пульсаций возросло до трех, и две из них — V1033 Cyg и V371 Per — с

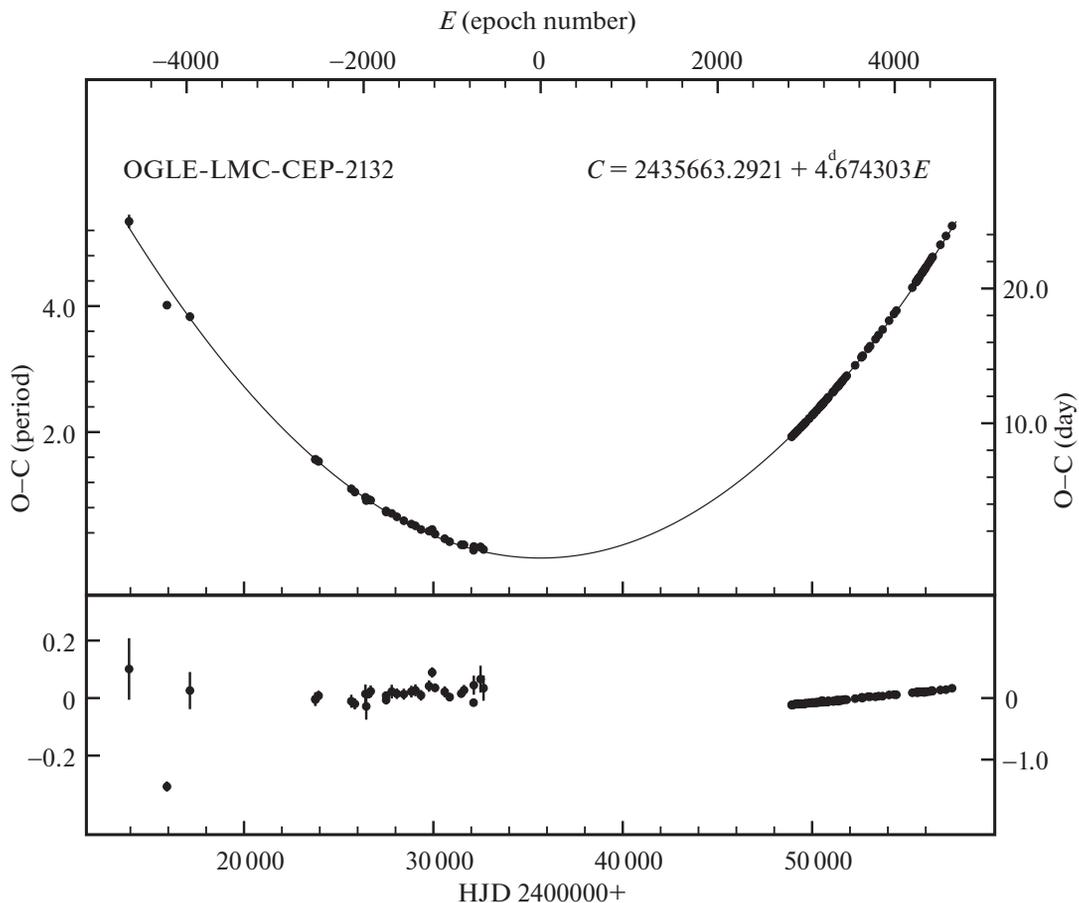


Рис. 4. Диаграмма $O - C$ для OGLE-LMC-CEP-2132 относительно линейных элементов из табл. 6. Линия — парабола, соответствующая квадратичным элементам.

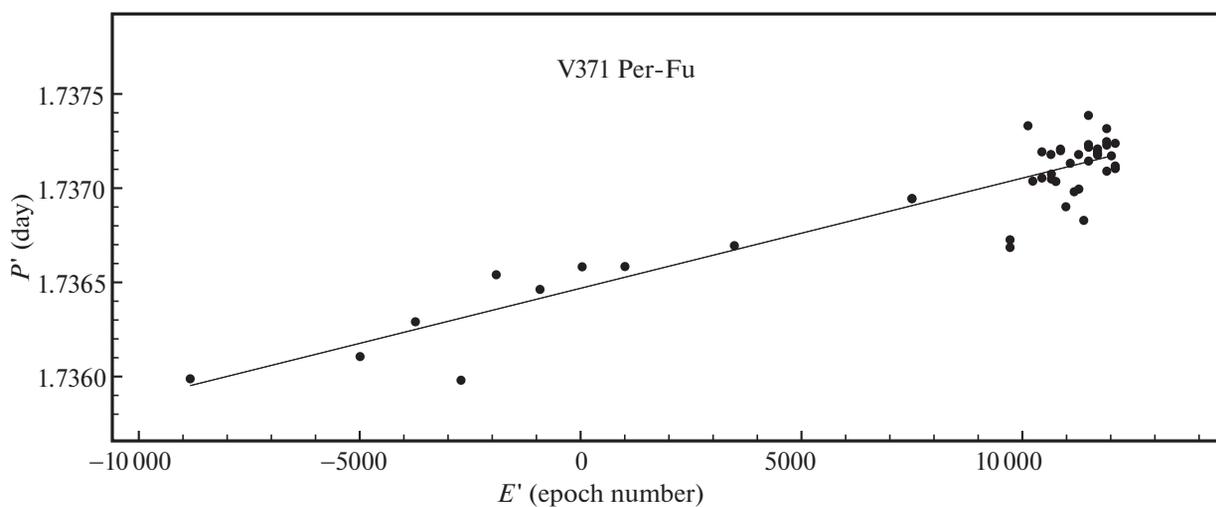


Рис. 5. Зависимость $P_{Fu_i} = ((O - C)_{i+1} - (O - C)_i) / (E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1}) / 2$ для фундаментальной моды V371 Per. Линия соответствует поведению остатков $O - C$ на рис. 2.

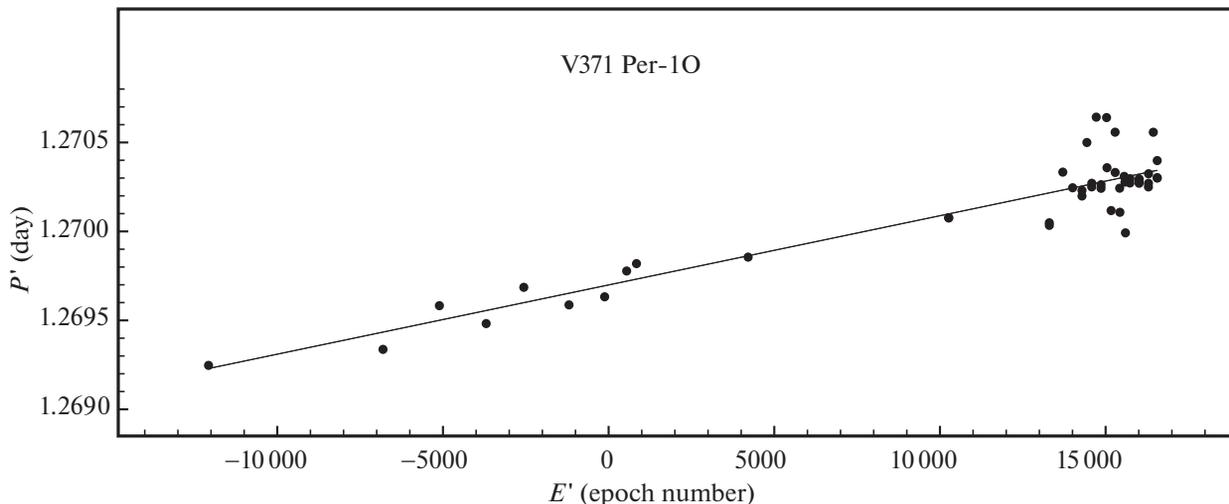


Рис. 6. Зависимость $P_{1O_i} = ((O - C)_{i+1} - (O - C)_i) / (E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1}) / 2$ для первого оборота V371 Рег. Линия соответствует поведению остатков $O - C$ на рис. 3.

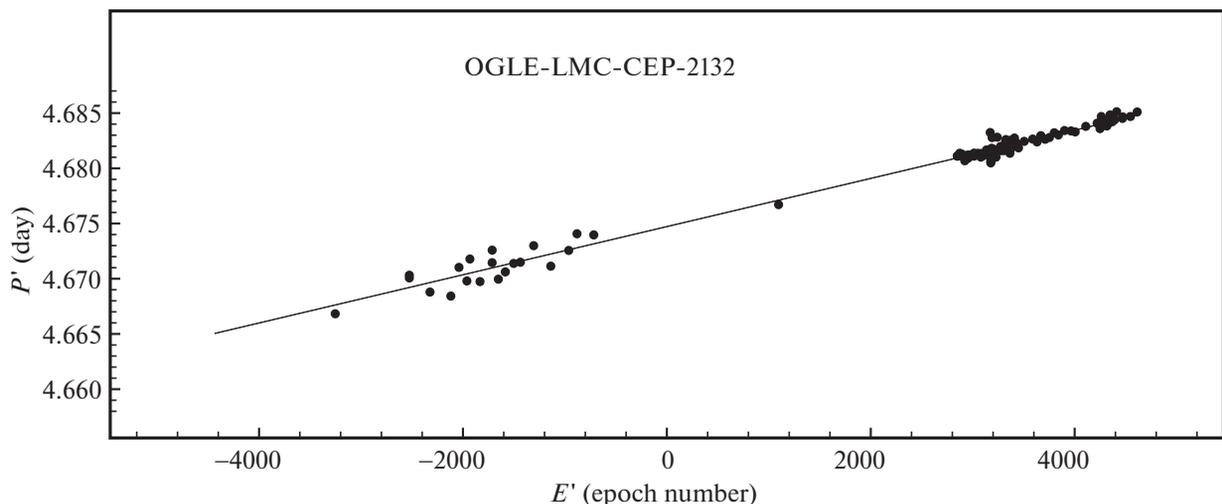


Рис. 7. Зависимость $P_i = ((O - C)_{i+1} - (O - C)_i) / (E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1}) / 2$ для OGLE-LMC-CEP-2132. Линия соответствует поведению остатков $O - C$ на рис. 4.

большим содержанием лития. Для третьей цефеиды, OGLE-LMC-CEP-2132, обилие лития пока неизвестно. Богатая литием долгопериодическая цефеида HV5497 тоже находится на первом пересечении полосы нестабильности.

Следует отметить, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых, которые могут быть высланы по запросу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. **18**, 519 (1992) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. **18**, 207 (1992)].
2. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Пастухова Е.Н., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Шатский Н.И., Письма в Астрон. журн. **47**, 448 [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**, 430 (2021)].
3. Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н., Письма в Астрон. журн. **47**, 568 (2021) [L.N. Berdnikov and E.N. Pastukhova, Astron. Lett. **47**, 544 (2021)].
4. Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н., Ковтюх В.В., Лемаль Б., Князев А.Ю., Усенко И.А., Боно Д., Гребель Е. и др., Письма в Астрон. журн. **45**, 269 [L.N. Berdnikov, E.N. Pastukhova, V.V. Kovtyukh, B. Lemasle, A.Yu. Kniazev, I.A. Usenko, G. Bono, E. Grebel, et al., Astron. Lett. **45**, 227 (2019)].
5. Вилс и др. (Wils P., Henden A.A., Kleidis S., Schmidt E.G., and Welch D.L.), MNRAS **402**, 1156 (2010).
6. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), Astron. Nachr. **210**, 17 (1919).

7. Гриндлей и др. (J. Grindlay, S. Tang, R. Simcoe, S. Laycock, E. Los, D. Mink, A. Doane, and G. Champine), ASP Conf. Ser. **410**, 101 (2009).
8. Ишида (T. Ishida), Res. Astron. Astrophys. **17**, 51 (2017).
9. Катанзаро и др. (G. Catanzaro, V. Ripepi, G. Clementini, F. Cusano, G. De Somma, S. Leccia, M. Marconi, R. Molinaro, et al.), Astron. Astrophys. **639**, L4 (2020).
10. Ковтюх и др. (V. Kovtyukh, B. Lemasle, F. Chekhonadskikh, G. Bono, N. Matsunaga, A. Yushchenko, R.I. Anderson, S. Belik, et al.), MNRAS **460**, 2077 (2016).
11. Ковтюх и др. (V. Kovtyukh, B. Lemasle, A. Kniazev, I. Usenko, L. Berdnikov, G. Bono, E. Grebel, G. Hajdu, and E. Pastukhova), MNRAS **488**, 3211 (2019).
12. KWS, <http://kws.cetus-net.org/maehara/VSdata.py>
13. Лак, Ламберт (R.E. Luck and D.L. Lambert), Astrophys. J. Suppl. Ser. **79**, 303 (1992).
14. Лак, Ламберт (R.E. Luck and D.L. Lambert), Astron. J. **142**, 136 (2011).
15. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), MNRAS **263**, 309 (1993).
16. Нгуен и др. (C.T. Nguyen, G. Costa, L. Girardi, et al.), arXiv:astro-ph/2207.08642v1 (2022).
17. Оллсман, Аксельрод (R.A. Allsman and T.S. Axelrod), arXiv:astro-ph/0108444v1 (2001).
18. Родригес-Сеговиа и др. (N. Rodriguez-Segovia, G. Hajdu, M. Catelan, F. Espinoza-Arancibia, G. Boggiano, C. Cenzano, E. Garces, K. Joachimi, et al.), MNRAS **509**, 2885 (2022).
19. Сатывалдиев В., Бюлл. Инст. Астрофиз. АН Тадж. ССР № 47, 17 (1966).
20. Тэрнер и др. (D.G. Turner, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L.N. Berdnikov), Publ. Astron. Soc. Pacific **118**, 410 (2006).
21. Удальски и др. (A. Udalski, I. Soszynski, P. Pietrukowicz, M.K. Szymanski, D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mroz, R. Poleski, et al.), Acta Astron. **68**, 315 (2018).
22. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **40**, 301 (2014)].
23. Черный и др. (G. Csoernyei, L. Szabados, L. Molnar, V. Cseh, N. Egei, Cs. Kalup, V. Kecskemethy, R. Koenyves-Toth, et al.), MNRAS **511**, 2125 (2022).
24. Шмидт (E.G. Schmidt), IAU commission 27. Unpublished data file 292E (1995).
25. Шмидт (E.G. Schmidt), Astron. J. **146**, 61 (2013).
26. Эггенбергер и др. (P. Eggenberger, S. Ekstrom, C. Georgy, S. Martinet, C. Pezzotti, D. Nandal, G. Meynet, G. Buldgen, et al.), Astron. Astrophys. **652**, A137 (1921).
27. Юсоф и др. (N. Yusof, R. Hirschi, P. Eggenberger, et al.), MNRAS **511**, 2814 (2022).
28. Яясингхе и др. (T. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoiien, T.A. Thompson, J.L. Prieto, D. Subo, et al.), MNRAS **485**, 961 (2019).

ВЕКОВАЯ ДИНАМИКА РЯДА ПЛАНЕТ ИЗ КАТАЛОГА TESS, ОБНАРУЖЕННЫХ В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

© 2023 г. А. В. Мельников^{1*}, Ю. Г. Копылова¹

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

Поступила в редакцию 18.04.2023 г.

После доработки 08.05.2023 г.; принята к публикации 08.05.2023 г.

Проведено исследование устойчивости орбитальной динамики ряда планет, обнаруженных в двойных звездных системах на основе анализа данных с орбитальной обсерватории TESS. Для 20 циркумзвездных планет получены характерные оценки ляпуновского времени (времени предсказуемой динамики). Вековая орбитальная динамика 18 рассмотренных планет является устойчивой с ляпуновскими временами более 6000 лет. Для планет TOI-905b и TOI-1634b вычисленные ляпуновские времена малы (менее 3000 лет), соответствуют неустойчивой динамике и указывают на возможные неточности в найденных параметрах планет. Детальный анализ устойчивости вековой динамики циркумбинарных планет TOI-1338 и TIC 172900988 показал, что на диаграммах устойчивости планеты расположены в областях с относительно большими ляпуновскими временами (более 7000 лет), что подтверждает достоверность полученных параметров планет.

Ключевые слова: экзопланеты, двойные звезды, обсерватория TESS, устойчивость движения, показатели Ляпунова, TOI-905b, TOI-1634b, TOI-1338, TIC 172900988.

DOI: 10.31857/S0320010823040034, **EDN:** CVBLQE

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большой объем наблюдательных данных о наличии планет у других звезд получают с орбитальной обсерватории TESS (Рикер и др., 2015). Цель миссии TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite), представляющей собой космический телескоп, отправленный на орбиту в 2018 г., состоит в поиске методом TTV (Transit Timing Variation, см. подробнее, например, Маров, Шевченко, 2022) планет у ближайших ярких звезд (ближе 200 пк). Согласно информации, приведенной на официальном сайте миссии TESS (<https://tess.mit.edu/>), на апрель 2023 г. каталог TESS (<https://tess.mit.edu/publications/>) включал в себя 6400 потенциально интересных объектов (идентификатор в каталоге — TOI (TESS Objects of Interest)), в число которых входят 329 официально подтвержденных планет. Электронный каталог <http://exoplanet.eu/> содержит достаточно полную информацию об определенных из анализа наблюдений параметрах известных планетных систем и звездах, у которых они обнаружены. Там же можно найти ссылки на исходные статьи, из которых взяты приведенные в каталоге данные. Важным явля-

ется вопрос о достоверности известных параметров планет.

Более 60% всех звезд Солнечного типа в Галактике входят в двойные системы (Дюкеннуа, Мейор, 1991). Поэтому естественно ожидать, что значительная часть планет с пригодными для жизни условиями находится в системах двойных звезд. В настоящее время известно более 200 планет в двойных системах (см. подробнее http://exoplanet.eu/planets_binary/). Статистические исследования планет в двойных звездных системах и их списки можно также найти в работах (Муграуэр, Мишель, 2020, 2021; Лестер и др., 2021; Фонтанив, Бардалес Гальюффи, 2021; Мо, Краттер, 2021; Циглер и др., 2020, 2021). Вопрос о надежности определенных из наблюдений параметров планет у двойных звезд (и в системах большей кратности) можно попытаться решить посредством проведения численных экспериментов по исследованию вековой орбитальной эволюции планетной системы (Маров, Шевченко, 2022). А именно, если для значений параметров, определенных из анализа наблюдательных данных, вековая орбитальная динамика планетной системы является устойчивой, то это свидетельствует о достоверности значений параметров. Хотя нельзя исключать случай, когда неверно определенные

* Электронный адрес: sunny_melnicov@mail.ru

орбитальные элементы задают устойчивый характер движения планеты. Напротив, выявленный неустойчивый характер орбитальной динамики планетной системы указывает на наличие ошибок в принятых для нее значениях параметров, поскольку для наблюдаемых в природе установившихся состояний различных систем присущ (Четаев, 1965) устойчивый характер движения.

Исследование устойчивости планетной системы можно провести путем использования эмпирического критерия устойчивости (Хольман, Вигерт, 1999), посредством численного интегрирования ее орбитальной эволюции на длительном промежутке времени, либо с помощью различных численных методов анализа устойчивости динамических систем (см. подробнее Лихтенберг, Либерман, 1984; Морбиделли, 2014; Мельников, 2018) — вычисления характеристических показателей Ляпунова (ХПЛ), параметра MEGNO (Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits) и пр. Путем изучения характера устойчивости вековой динамики планетной системы на множестве возможных значений ее параметров можно предсказать их наиболее вероятные значения, либо уточнить их.

В рамках настоящего исследования из каталога TESS были отобраны планетные системы, обнаруженные у двойных звезд. Посредством массового вычисления ХПЛ на множестве возможных значений параметров систем проведено изучение устойчивости их вековой динамики. Цель работы состоит в определении достоверности установленных из анализа наблюдательных данных значений параметров избранных планетных систем и в возможном уточнении их величин.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЛЯПУНОВА

Из представленных в каталоге TESS планет были отобраны те, что обнаружены у двойных звезд с большой полуосью звездной орбиты $a < 500$ а.е. Такой выбор обусловлен тем, что при изучении устойчивости динамики планет в относительно тесных звездных системах можно ограничиться интегрированием уравнений движения на разумных временных интервалах (менее 100 тыс. лет), такое исследование обычно не требует существенных вычислительных ресурсов. Кроме того, численные эксперименты показывают (Мельников, 2018), что в пространстве возможных значений параметров планет, находящихся в тесных двойных звездных системах, присутствуют достаточно большие области, в которых планетная динамика является неустойчивой. Нельзя исключать, что определенные из анализа транзитов параметры планетной

системы принадлежат области с неустойчивой динамикой. Поскольку в настоящее время темп обнаружения планет существенно вырос, детальное изучение их орбитальной устойчивости в работах, где представлены вновь открытые планетные системы и определены их параметры, проводится редко.

При исследовании устойчивости мы рассматривали вековую эволюцию системы, состоящей из трех тел — двух звезд и планеты. Уравнения движения имеют вид

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где m_i — массы тел, $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ — вектор положения i -го тела в прямоугольной системе координат с началом в центре масс системы, t — время, U — потенциал:

$$U = G \left(\frac{m_1 m_2}{r_{12}} + \frac{m_1 m_3}{r_{13}} + \frac{m_2 m_3}{r_{23}} \right),$$

где $r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}$ — расстояние между i -м и j -м телами, G — гравитационная постоянная. При интегрировании было принято $G = 4\pi^2$, массы тел выражены в массах Солнца, все расстояния выражены в астрономических единицах, время — в годах.

Для интегрирования уравнений движения (1) использовался интегратор DOP853 (Хайрер и др., 1993), реализующий метод Рунге–Кутты 8-го порядка, с автоматически изменяемой величиной шага интегрирования. Максимальный шаг интегрирования был принят равным $\Delta t_{\max} = 0.001$ года, величина локальной (на одном шаге) погрешности интегрирования — $\varepsilon = 10^{-12}$. На основе заданного значения ε интегратор DOP853 автоматически подбирает необходимую величину шага интегрирования, не превышающую Δt_{\max} (см. подробнее Хайрер и др., 1993).

При интегрировании применялись три критерия устойчивости планетной орбиты. Первый критерий — контроль сохранения полной энергии тройной системы — позволял фиксировать тесные сближения (столкновения) тел. Тесное сближение планеты со звездой фиксировалось, когда относительное изменение текущей величины энергии превышало 10^{-5} (величина определена эмпирически). В качестве второго и третьего критериев отслеживались пересечение планетой сферы Роша и выход планеты из сферы Хилла родительской звезды соответственно. При возникновении хотя бы одного из указанных выше событий интегрирование останавливалось, и орбита планеты для принятых начальных значений параметров считалась неустойчивой. В случае успешного интегрирования планетной орбиты на

всем заданном интервале времени ее характер (устойчивая/неустойчивая) определялся на основе анализа вычисленных величин ХПЛ.

Далее напомним кратко, что собой представляют ХПЛ (см. подробнее Бенеттин и др., 1976, 1980; Оселедец, 1968; Чириков, 1979; Лихтенберг, Либерман, 1984; Морбиделли, 2014). Рассмотрим две близкие по начальным условиям траектории фазового пространства динамической системы. Одну из траекторий будем называть “опорной”, другую — “теневого”. Пусть $d(t_0)$ — длина вектора смещения \mathbf{d} , направленного от опорной траектории к теневой, в начальный момент времени t_0 , $d(t)$ — длина этого вектора в произвольный момент времени t . Тогда ХПЛ определяется формулой (Оселедец, 1968; Лихтенберг, Либерман, 1984; Морбиделли, 2014)

$$L = \lim_{\substack{t \rightarrow \infty \\ d(t_0) \rightarrow 0}} \frac{1}{t - t_0} \ln \frac{d(t)}{d(t_0)} \quad (2)$$

и представляет собой среднюю скорость экспоненциальной расходимости близких по начальным условиям траекторий фазового пространства.

Системе с N степенями свободы может быть поставлен в соответствие набор из $2N$ постоянных — ХПЛ: $L_i \geq L_{i+1}$, где $i = 1, \dots, 2N - 1$. В случае автономной (не зависящей от времени) гамильтоновой системы по крайней мере два из $2N$ показателей равны нулю. Ненулевые разбиваются на пары равных по абсолютной величине, но противоположных по знаку показателей $L_i = -L_{i+N}$, где $i = 1, \dots, N$.

Как показано, например, в монографии (Лихтенберг, Либерман, 1984), для почти всех \mathbf{d} в формуле (2) имеем максимальный показатель в спектре $L = L_1$. Ненулевая величина максимального ХПЛ (МХПЛ) указывает на хаотический (неустойчивый), а нулевая — на регулярный (устойчивый) характер движения. Величина, обратная МХПЛ, — ляпуновское время — представляет собой характерное время предсказуемой динамики системы. Именно на основе величины ляпуновского времени мы и делали вывод о характере устойчивости планетной системы. Для величины ляпуновского времени было принято $T_L = 1/L$.

Вычисление ХПЛ проводилось с помощью метода HQRV (Householder QR-Based) (фон Бремени и др., 1997), реализованного в виде программного комплекса на языке ФОРТРАН в работе (Шевченко, Куприянов, 2002). HQRV-метод позволяет вычислять полный спектр ХПЛ, для анализа динамики планетных систем мы использовали только значения МХПЛ.

Критерий для разделения устойчивых и неустойчивых планетных орбит был получен посредством

статистического метода, предложенного в (Мельников, Шевченко, 1998). Метод основан на анализе дифференциального распределения МХПЛ, вычисленных на выборке значений параметров (или начальных условий). Устойчивым орбитам соответствует “подвижный” пик в распределении вычисленных значений МХПЛ. А именно, если построить график “ $L - F(L)$ ”, где $F(L)$ — число попаданий вычисленных значений МХПЛ в интервал $(L, L + \Delta L)$, $\Delta L > 0$ — длина интервала, то с ростом промежутка времени, на котором вычисляется МХПЛ, пик, соответствующий устойчивым орбитам, смещается по оси абсцисс в сторону уменьшения величин показателей (в сторону увеличения ляпуновского времени). Пики, соответствующие неустойчивым орбитам (им соответствуют малые ляпуновские времена), остаются на месте. Разделив пики в распределении, получим пороговую величину МХПЛ (пороговую величину ляпуновского времени) для разделения устойчивых и неустойчивых орбит.

ЦИРКУМЗВЕЗДНЫЕ ПЛАНЕТНЫЕ СИСТЕМЫ

Список отобранных из каталога TESS планет с указанием их масс и орбитальных параметров приведен в табл. 1, там же даны параметры звездных систем, в которых эти планеты обнаружены. Приведенные данные и дополнительную информацию о двойных звездных системах и планетах, обнаруженных в этих системах в рамках миссии TESS, можно найти в работах (Муграуэр, Мишель, 2020, 2021; Циглер и др., 2020, 2021; Лестер и др., 2021) и по ссылке http://exoplanet.eu/planets_binary/. Отметим, что в табл. 1 перечислены только планетные системы S-типа (“satellite-type”), в которых планеты обращаются на орбитах вокруг одиночных звезд — компонентов двойной (циркумзвездные системы). Системы P-типа (“planet-type”), в которых планеты обращаются на орбитах вокруг центральной двойной (циркумбинарные системы), рассматриваются нами в следующем разделе (данные обозначения планет введены в работе Дворак (1984); см. также Маров, Шевченко, 2022). В четырех из рассмотренных нами системах (TOI-141, TOI-402, TOI-732, TOI-1797) обнаружено несколько планет, мы рассматривали их динамику в рамках задачи трех тел, пренебрегая влиянием одной планеты на орбитальную эволюцию другой. Для планеты TOI-1860b в качестве M_2 указана суммарная масса второй и третьей звезд, представляющих собой весьма удаленную от первой звезды, где обнаружена планета, тесную двойную систему (см. Муграуэр, Мишель, 2020).

Таблица 1. Список ряда обнаруженных орбитальной обсерваторией TESS планет в двойных звездных системах

Планета	M_1	M_2	a , а.е.	a_p , а.е.	e_p	i_p , °	m_p	Ист.
TOI-129b	0.78	0.30	245	0.0178 ± 0.0002	0	77.18	3.213 ± 0.078	[1]
TOI-130b	1.13	0.30	130	0.2416 ± 0.0027	0.07	89.27	0.0245 ± 0.0047	[2]
TOI-141b	1.07	0.50	23.7	0.0201 ± 0.0001	0	80.09	0.0278 ± 0.0021	[3]
TOI-141c	1.07	0.50	23.7	0.0568 ± 0.0004	0	—	0.0628 ± 0.0043	[3]
TOI-172b	1.13	0.48	452.9	0.0914 ± 0.0017	0.3806	88.30	5.42 ± 0.22	[4]
TOI-402b	0.85	0.12	65.8	0.052 ± 0.001	0.17	88.36	0.0226 ± 0.0025	[5]
TOI-402c	0.85	0.12	65.8	0.123 ± 0.002	0.19	88.41	0.0276 ± 0.0053	[5]
TOI-564b	1.10	0.48	133.4	0.0273 ± 0.0006	0.072	78.38	1.463 ± 0.1	[6]
TOI-640b	1.54	0.77	85.0	0.0661 ± 0.0011	0.050	82.54	0.88 ± 0.16	[7]
TOI-732b	0.40	0.14	348	0.0121 ± 0.0001	0.064	85.90	0.0082 ± 0.0015	[8]
TOI-732c	0.40	0.14	348	0.0767 ± 0.0008	0.115	89.08	0.0271 ± 0.0050	[8]
TOI-737b	0.60	0.22	254	0.02384 ± 0.00011	0.044	87.90	1.46 ± 0.14	[9]
TOI-905b	0.85	0.25	358	0.0467 ± 0.0011	0.024	85.68	0.667 ± 0.042	[6]
TOI-1201b	0.51	0.46	316.2	0.0287 ± 0.0012	0	88.11	0.0197 ± 0.0028	[10]
TOI-1452b	0.25	0.27	97	0.061 ± 0.003	0	89.77	0.0152 ± 0.0041	[11]
TOI-1634b	0.50	0.17	90	0.0154 ± 0.0001	0.16	88.20	0.0154 ± 0.0022	[12]
TOI-1797b	1.11	0.17	485	0.02085 ± 0.00037	—	86.21	0.024 ± 0.010	[13]
TOI-1797c	1.11	0.17	485	0.04813 ± 0.00085	—	—	0.060 ± 0.014	[13]
TOI-1860b	0.99	0.22	251	0.0204 ± 0.0002	—	—	0.0069 ± 0.0041	[14]
TOI-2152b	1.52	0.50	250	0.05064 ± 0.0011	0.057	86.42	2.83 ± 0.38	[15]

Примечание. Указаны только циркумзвездные планеты в двойных системах с большой полуосью орбиты $a < 500$ а.е. Данные о параметрах звездных систем взяты из работ (Муграуэр, Мишель, 2020, 2021; Циглер и др., 2020, 2021; Лестер и др., 2021) и электронного каталога <http://exoplanet.eu/>. В последнем столбце указаны источники данных о параметрах планет. M_1 , M_2 — массы звезд, выраженные в массах Солнца; a — большая полуось звездной системы; a_p , e_p — большая полуось и эксцентриситет орбиты планеты; i_p — наклон орбиты планеты к картинной плоскости; m_p — масса планеты, выраженная в массах Юпитера. Источники данных о параметрах планет: [1] — Нильсен и др., 2020; [2] — Соцетти и др., 2021; [3] — Эспиноза и др., 2020; [4] — Родригес и др., 2019; [5] — Дюмюск и др., 2019; [6] — Дэвис и др., 2020; [7] — Родригес и др., 2021; [8] — Клотье и др., 2020; [9] — Джордан и др., 2022; [10] — Косаковский и др., 2021; [11] — Кадые и др., 2022; [12] — Клотье и др., 2021; [13] — Серрано и др., 2022; [14] — Джакалоне и др., 2022; [15] — Родригес и др., 2023.

Посредством вычисления ХПЛ мы оценили величину ляпуновского времени для всех планет, перечисленных в табл. 1. Для каждой планеты ХПЛ вычислялись на множестве значений параметров (a_p , m_p), заданном путем наложения равномерной сетки 10×10 на область, ограниченную ошибками

значений указанных параметров (см. табл. 1). ХПЛ вычислялись для значений параметров, соответствующих узлам данной сетки. Выбор для исследования устойчивости плоскости (a_p , m_p) обусловлен тем, что указанные величины определены для всех рассмотренных планетных систем. Интервал вре-

Таблица 2. Ляпуновские времена циркумзвездных планетных систем

Планета	T_L , год
TOI-129b	6533–8707
TOI-130b	6850–8944
TOI-141b	6490–8130
TOI-141c	6230–7745
TOI-172b	6937–7860
TOI-402b	7340–8832
TOI-402c	6810–8614
TOI-564b	7295–8860
TOI-640b	6532–8410
TOI-732b	7438–8190
TOI-732c	7163–8330
TOI-737b	6556–7828
TOI-905b	1550–2524
TOI-1201b	6820–8834
TOI-1452b	7830–8737
TOI-1634b	1965–2936
TOI-1797b	7210–8456
TOI-1797c	6942–7774
TOI-1860b	6790–8910
TOI-2152b	6145–7633

мени интегрирования уравнений движения (1) при вычислении ХПЛ составлял 10^5 лет. Вычисление ХПЛ на указанном интервале позволяло уверенно разделять устойчивые и неустойчивые орбиты с помощью метода, предложенного Мельниковым и Шевченко (1998) (см. предыдущий раздел). Было установлено, что орбиты с $T_L > 6000$ лет являются устойчивыми, неустойчивым орбитам соответствуют ляпуновские времена $T_L < 3000$ лет. Все неуказанные в табл. 1 и неопределенные (им соответствуют прочерки в таблице) орбитальные элементы

систем в начальный момент времени были положены равными нулю. Для подавляющего большинства рассмотренных звездных систем неизвестна ориентация звездной орбиты относительно картинной плоскости. При численном интегрировании мы считали, что движения всех тел происходят в одной плоскости, полагая $i = i_p = 0$. Поэтому полученные нами значения ляпуновских времен являются оценочными и мотивируют к дальнейшим детальным исследованиям планетных систем, у которых выявлена неустойчивая орбитальная динамика.

Вычисленные значения ляпуновских времен приведены в табл. 2. В таблице указаны минимальное и максимальное значения ляпуновского времени, найденные на определенном выше множестве значений параметров. Для 18 планет все ляпуновские времена относительно велики — $T_L > 6000$ лет, и соответствуют устойчивой вековой орбитальной динамике. Неустойчивые орбиты были обнаружены только в динамике планет TOI-905b и TOI-1634b. Для ряда значений параметров наблюдалось тесное сближение этих планет с родительскими звездами, либо пересечение сферы Роша (столкновение планеты со звездой). В таких случаях интегрирование заканчивалось до достижения заданного интервала в 10^5 лет. Вычисленные ляпуновские времена для планет TOI-905b и TOI-1634b весьма малы — $T_L < 3000$ лет, что указывает на наличие существенных ошибок в определенных из анализа наблюдательных данных параметрах планет.

На рис. 1 приведены примеры диаграмм устойчивости для планет TOI-130b, TOI-640b, TOI-905b и TOI-1634b, построенных на основе вычисленных значений ляпуновских времен. Видно, что планеты TOI-130b и TOI-640b расположены в областях с большими ляпуновскими временами — орбитальная динамика указанных планет является устойчивой. Планеты TOI-905b и TOI-1634b расположены в областях с малыми ляпуновскими временами, ряду значений параметров соответствуют неустойчивые орбиты, они выделены белым цветом на рис. 1. Сопоставление ХПЛ, вычисленных для планет TOI-905b и TOI-1634b на интервалах времени $t = 5 \times 10^4$ лет и 10^5 лет, показало, что они существенно не изменятся при увеличении времени интегрирования. Поэтому все указанные на рис. 1 значения параметров TOI-905b и TOI-1634b соответствуют неустойчивым орбитам с ляпуновскими временами $T_L < 3000$ лет. Необходимо провести дополнительные исследования по уточнению орбитальных параметров этих двух систем. Отметим, что на ресурсе http://exoplanet.eu/planets_binary_notes/ указывается на возможность более высокой иерархии у звездной системы (тройная система?), где обнаружена планета TOI-905b. Планета TOI-1634b

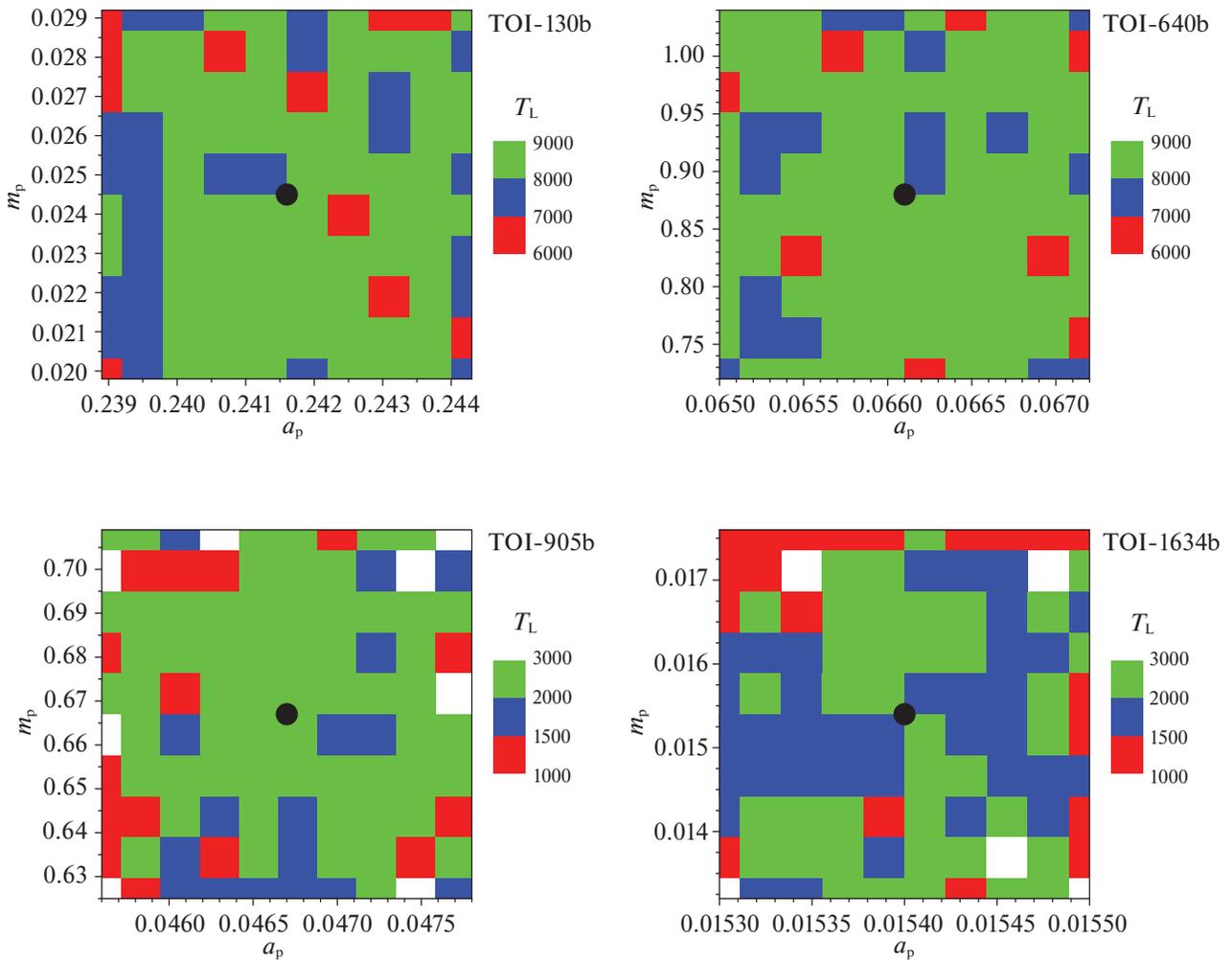


Рис. 1. Ляпуновские времена (в годах), вычисленные на множестве возможных значений параметров планет TOI-130b, TOI-640b, TOI-905b и TOI-1634b. Белый цвет соответствует неустойчивым планетным орбитам. Черные кружки указывают местоположения планет, согласно данным табл. 1. Масштаб рисунков задан величинами ошибок определения значений параметров планетных систем (табл. 1). Большая полуось орбиты планеты a_p дана в а.е., масса планеты m_p — в массах Юпитера.

обладает весьма малым орбитальным периодом (менее суток, см. Клотье и др., 2021), поэтому ее динамика вероятно весьма сложна и требует дополнительного детального изучения.

ЦИРКУМБИНАРНЫЕ ПЛАНЕТНЫЕ СИСТЕМЫ

К настоящему времени с помощью обсерватории TESS открыты (Костов и др., 2020, 2021) две планетные системы Р-типа, в которых планеты обращаются на орбитах вокруг центральной двойной (циркумбинарные системы) — TOI-1338 и TIC 172900988 (указан идентификатор в TESS Input Catalog (TIC)). Физические и орбитальные параметры указанных циркумбинарных планет и звездных систем, в которых они находятся, приведены в табл. 3.

С помощью метода MEM (Maximum Eccentricity Method) (см. подробнее об этом методе, например, Мельников, 2018), основанного на анализе вековой эволюции орбитального эксцентриситета планеты, в работах (Костов и др., 2020, 2021) на плоскости (a_p, e_p) были построены диаграммы устойчивости для планет TOI-1338 и TIC 172900988. Определенные из анализа транзитов параметры планет соответствуют на диаграммах областям устойчивой динамики. Однако, как показано в работе Мельникова (2018), применение метода MEM позволяет получить лишь грубую оценку границ областей устойчивой/неустойчивой динамики планетной системы.

В работе Георгакаракоса (2022) были определены зоны устойчивости и обитаемости планетных систем TOI-1338 и TIC 172900988 как посредством применения теоретического критерия устой-

Таблица 3. Физические и орбитальные параметры двойных звезд и обнаруженных у них с помощью орбитальной обсерватории TESS циркумбинарных планет

Параметр	TOI-1338	TIC 172900988
M_1	1.038	1.238
M_2	0.297	1.202
a , а.е.	0.1289	0.1919
e	0.1560	0.4478
i , °	89.66	89.42
a_p , а.е.	0.449133	0.86762–0.91359
e_p	0.09283	0.0269–0.0826
i_p , °	89.22	87.91–89.31
m_p	0.095	2.592–3.088

Примечание. Данные взяты из работ (Костов и др., 2020, 2021). M_1 , M_2 — массы звезд, выраженные в массах Солнца; a , e , i — большая полуось, эксцентриситет и наклонение к картинной плоскости орбиты звездной системы; a_p , e_p , i_p — большая полуось, эксцентриситет и наклонение к картинной плоскости орбиты планеты; m_p — масса планеты, выраженная в массах Юпитера. Для планеты в системе TIC 172900988 указан диапазон значений из шести имеющихся решений (см. Костов и др., 2021).

чивости (Георгакаракос, Эггл, 2015), так и путем численного интегрирования уравнений движения с последующим анализом поведения орбитальных элементов планет. В численных экспериментах изучалась динамика дополнительной гипотетической планеты земной массы, помещенной в область обитаемости исследуемых систем. Согласно Георгакаракосу (2022), для планеты земной массы практически все орбиты из области обитаемости для рассмотренных систем являются устойчивыми. Недавно Гакис и Гургульятос (2023) посредством численного интегрирования в рамках задачи N-тел установили устойчивость орбитальной динамики планетных систем TOI-1338 и TIC 172900988 для принятых значений их параметров (Костов и др., 2020, 2021).

Мы построили диаграммы устойчивости для TOI-1338 и TIC 172900988 путем массового вычисления ХПЛ — метода, имеющего, в отличие от метода МЕМ, применявшегося Костовым и др. (2020, 2021), строгое математическое обоснование (см. Оселедец, 1968; Бенеттин и др., 1976, 1980; Лихтенберг, Либерман, 1984). Вычисление

ХПЛ проводилось для начальных значений орбитальных параметров планет, заданных в узлах равномерной сетки размером 20×20 , наложенной на плоскость (a_p , e_p). Интервал времени интегрирования уравнений движения (1) при вычислении ХПЛ составлял 10^5 лет, что эквивалентно примерно 4×10^5 и 2×10^5 орбитальным периодам планеты TOI-1338 и TIC 172900988 соответственно.

Диаграммы устойчивости для планет TOI-1338 и TIC 172900988 представлены на рис. 2. На диаграммах указана величина ляпуновского времени планетной системы (как и ранее, $T_L = 1/L$, где L — максимальный ХПЛ) и отмечены местоположения планет, согласно данным Костова и др. (2020, 2021). Отметим, что в случае планеты TIC 172900988 имеется шесть решений (Костов и др., 2021), удовлетворяющих имеющимся наблюдательным данным, все решения указаны на рис. 2. Как и на рис. 1, на рис. 2 значения ляпуновских времен $T_L > 6000$ лет соответствуют устойчивым планетным орбитам. Малые ($T_L < 3000$ лет) значения ляпуновских времен соответствуют неустойчивым конфигурациям. Белый цвет на диаграммах также соответствует неустойчивым планетным орбитам — планета с указанными начальными значениями орбитальных параметров либо сталкивается с одной из звезд, либо покидает сферу Хилла звездной системы. Промежуточные ($3000 < T_L < 6000$ лет) значения ляпуновских времен в большинстве соответствуют неустойчивым орбитам, как показывают численные эксперименты по вычислению для них ХПЛ на интервале времени большем, чем использовался нами при построении диаграмм (рис. 2).

Анализ построенных нами диаграмм устойчивости показал, что определенные из наблюдений значения орбитальных параметров, соответствующих планете TOI-1338, и все шесть возможных вариантов значений параметров в случае планеты TIC 172900988 расположены в области устойчивой динамики с ляпуновским временем $T_L > 7000$ лет. На устойчивость вековой орбитальной динамики рассмотренных циркумбинарных планетных систем ранее было указано в работах (Костов и др., 2020, 2021; Гакис, Гургульятос, 2023). Мы подтвердили устойчивый характер вековой динамики планетных систем TOI-1338 и TIC 172900988 с помощью математически обоснованного критерия — посредством вычисления ХПЛ. Таким образом, проведенный нами анализ устойчивости вековой орбитальной динамики циркумбинарных планет TOI-1338 и TIC 172900988 указывает на достоверность определенных из наблюдений их орбитальных параметров.

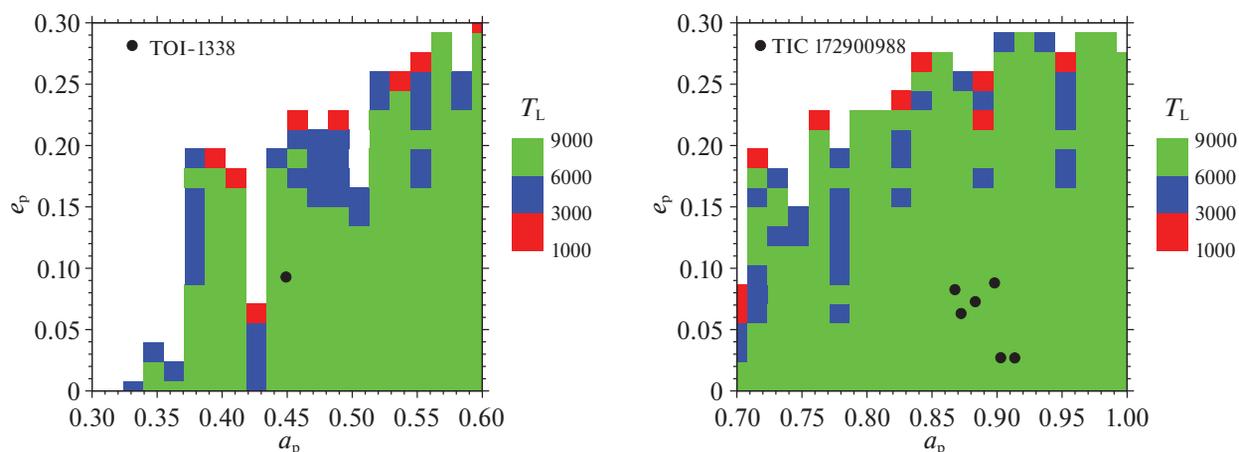


Рис. 2. Ляпуновские времена (в годах), вычисленные на множестве возможных значений параметров циркумбинрных планет TOI-1338 и TIC 172900988. Белый цвет соответствует неустойчивым планетным орбитам. Точками указаны местоположения планет, согласно данным (Костов и др., 2020, 2021). В случае TIC 172900988 указано положение планеты для шести решений, удовлетворяющих имеющимся наблюдательным данным. Большая полуось орбиты планеты a_p дана в а.е.

ВЫВОДЫ

Итак, нами проведено исследование устойчивости орбитальной динамики планетных систем, обнаруженных у двойных звезд на основе анализа данных с орбитальной обсерватории TESS. Методом вычисления характеристических показателей Ляпунова получены оценки ляпуновского времени (времени предсказуемой динамики) для 20 циркумзвездных планет. Для 18 планет ляпуновские времена, вычисленные для определенных из анализа транзитов орбитальных и физических параметров планетной системы, велики — $T_L > 6000$ лет, и соответствуют устойчивой вековой динамике. Для планет TOI-905b и TOI-1634b вычисленные ляпуновские времена малы — $T_L < 3000$ лет, орбитальная динамика этих планет является неустойчивой, что указывает на возможные неточности в определении (Дэвис и др., 2020; Клотье и др., 2021) параметров данных планетных систем.

Для двух обнаруженных обсерваторией TESS к настоящему времени циркумбинрных планет TOI-1338 и TIC 172900988 построены и проанализированы диаграммы устойчивости. На диаграммах устойчивости планеты TOI-1338 и TIC 172900988 расположены в областях устойчивой динамики с ляпуновскими временами $T_L > 7000$ лет, что подтверждает надежность найденных (Костов и др., 2020, 2021) орбитальных параметров планет.

Отметим, что детальное исследование устойчивости вековой орбитальной динамики планетной системы посредством вычисления характеристических показателей Ляпунова позволяет определить достоверность полученных из анализа наблюдательных данных параметров системы, предсказать их наиболее вероятные значения, либо уточнить их.

Авторы благодарят рецензента за весьма ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бенеттин и др. (G. Benettin, L. Galgani, and J.-M. Strelcyn), *Phys. Rev. A* **14**, 2338 (1976).
2. Бенеттин и др. (G. Benettin, L. Galgani, A. Giorgilli, and J.-M. Strelcyn), *Meccanica* **15**, 9 (1980).
3. фон Бремен и др. (H.F. von Bremen, F.E. Udwardia, and W. Proskurowski), *Physica D* **101**, 1 (1997).
4. Гакис, Гургульятос (D. Gakis and K.N. Gourgouliatos), *MNRAS* **519**, 3832 (2023).
5. Георгакаракос (N. Georgakarakos), *MNRAS* **511**, 4396 (2022).
6. Георгакаракос, Эггл (N. Georgakarakos and S. Eggl), *Astrophys. J.* **802**, id.94 (2015).
7. Дворак (R. Dvorak), *Cel. Mech.* **34**, 369 (1984).
8. Джакалоне и др. (S. Giacalone, C.D. Dressing, C. Hedges, V.B. Kostov, K.A. Collins, E.L.N. Jensen, D.A. Yahalomi, et al.), *Astron. J.* **163**, 99 (2022).
9. Джордан и др. (A. Jordán, J.D. Hartman, D. Bayliss, G.Á. Bakos, R. Brahm, E.M. Bryant, Z. Csabry, et al.), *Astron. J.* **163**, 125 (2022).
10. Дэвис и др. (A.B. Davis, S. Wang, M. Jones, J.D. Eastman, M.N. Günther, K.G. Stassun, B.C. Addison, K.A. Collins, et al.), *Astron. J.* **160**, 229 (2020).
11. Дюмюск и др. (X. Dumusque, O. Turner, C. Dorn, J.D. Eastman, R. Allart, V. Adibekyan, S. Sousa, et al.), *Astron. Astrophys.* **627**, A43 (2019).
12. Дюкеннуа, Мейор (A. Duquennoy and M. Mayor), *Astron. Astrophys.* **248**, 485 (1991).
13. Лихтенберг А., Либерман М., *Регулярная и стохастическая динамика* (М: Мир, 1984).
14. Лестер и др. (K.V. Lester, R.A. Matson, S.B. Howell, E. Furlan, C.L. Gnilka, N.J. Scott, D.R. Ciardi, M.E. Everett, et al.), *Astron. J.* **162**, 75 (2021).

15. Кадье и др. (C. Cadieux, R. Doyon, M. Plotnykov, G. Hébrard, F. Jahandar, É. Artigau, D. Valencia, et al.), *Astron. J.* **164**, 96 (2022).
16. Клотье и др. (R. Cloutier, J.D. Eastman, J.E. Rodriguez, N. Astudillo-Defru, X. Bonfils, A. Mortier, C.A. Watson, et al.), *Astron. J.* **160**, 3 (2020).
17. Клотье и др. (R. Cloutier, D. Charbonneau, K.G. Stassun, F. Murgas, A. Mortier, R. Massey, J.J. Lissauer, et al.), *Astron. J.* **162**, 79 (2021).
18. Косаковский и др. (D. Kossakowski, J. Kemmer, P. Bluhm, S. Stock, J.A. Caballero, V.J.S. Béjar, C.C. Guillén, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A124 (2021).
19. Костов и др. (V.B. Kostov, J.A. Orosz, A.D. Feinstein, W.F. Welsh, W. Cukier, N. Haghighipour, B. Quarles, et al.), *Astron. J.* **159**, 253 (2020).
20. Костов и др. (V.B. Kostov, B.P. Powell, J.A. Orosz, W.F. Welsh, W. Cochran, K.A. Collins, M. Endl, et al.), *Astron. J.* **162**, 234 (2021).
21. Маров М.Я., Шевченко И.И., *Экзопланеты. Физика, динамика, космогония* (М: Физматлит, 2022).
22. Мельников А.В., *Астрон. вестн.* **52**, 427 (2018) [A.V. Mel'nikov, *Solar System Res.* **52**, 417 (2018)].
23. Мельников А.В., Шевченко И.И., *Астрон. Вестн.* **32**, 548 (1998) [A.V. Mel'nikov, I.I. Shevchenko, *Solar System Res.* **32**, 480 (1998)].
24. Мо, Краттер (M. Moe and K.M. Kratter), *MNRAS* **507**, 3593 (2021).
25. Морбиделли А., *Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы* (М.ТАУИжевск: Ин-т компьют. исслед., 2014).
26. Муграуэр, Мишель (M. Mugrauer and K.-U. Michel), *Astron. Nachr.* **341**, 996 (2020).
27. Муграуэр, Мишель (M. Mugrauer and K.-U. Michel), *Frontiers in Astron. and Space Sci.* **8**, 14 (2021).
28. Нильсен и др. (L.D. Nielsen, R. Brahm, F. Bouchy, N. Espinoza, O. Turner, S. Rappaport, L. Pearce, et al.), *Astron. Astrophys.* **639**, A76 (2020).
29. Оселедец В.И., *Тр. Моск. Матем. общества* **19**, 179 (1968).
30. Рикер и др. (G.R. Ricker, J.N. Winn, R. Vanderspek, D.W. Latham, G.A. Bakos, J.L. Bean, Z.K. Berta-Thompson, T.M. Brown, et al.), *J. of Astron. Telescopes, Instruments, and Systems* **1**, 014003 (2015).
31. Родригес и др. (J.E. Rodriguez, S.N. Quinn, C.X. Huang, A. Vanderburg, K. Penev, R. Brahm, A. Jordán, et al.), *Astron. J.* **157**, 191 (2019).
32. Родригес и др. (J.E. Rodriguez, S.N. Quinn, G. Zhou, A. Vanderburg, L.D. Nielsen, R.A. Wittenmyer, R. Brahm, et al.), *Astron. J.* **161**, 194 (2021).
33. Родригес и др. (J.E. Rodriguez, S.N. Quinn, A. Vanderburg, G. Zhou, J.D. Eastman, E. Thygesen, B. Cale, et al.), *MNRAS* **521**, 2765 (2023).
34. Серрано и др. (L.M. Serrano, D. Gandolfi, S. Hoyer, A. Brandeker, M.J. Hooton, S. Sousa, F. Murgas, et al.), *Astron. Astrophys.* **667**, A1 (2022).
35. Соццетти и др. (A. Sozzetti, M. Damasso, A.S. Bonomo, Y. Alibert, S.G. Sousa, V. Adibekyan, M.R. Zapatero Osorio, et al.), *Astron. Astrophys.* **648**, A75 (2021).
36. Фонтанив, Бардалес Гальюффи (C. Fontanive and D. Bardalez Gagliuffi), *Frontiers in Astron. and Space Sci.* **8**, 16 (2021).
37. Хайпер и др. (E. Hairer, S.P. Nørsett, and G. Wanner), *Solving Ordinary Differential Equations I. Nonstiff Problems* (Berlin: Springer-Verlag, 1993).
38. Хольман, Вигерт (M.J. Holman and P.A. Wiegert), *Astron. J.* **117**, 621 (1999).
39. Циглер и др. (C. Ziegler, A. Tokovinin, C. Briceño, J. Mang, N. Law, and A.W. Mann), *Astrophys. J.* **159**, 19 (2020).
40. Циглер и др. (C. Ziegler, A. Tokovinin, M. Latiolais, C. Briceño, N. Law, and A.W. Mann), *Astrophys. J.* **162**, 192 (2021).
41. Четаев Н.Г., *Устойчивость движения* (М.: Наука, 1965).
42. Чириков (B.V. Chirikov), *Phys. Rep.* **52**, 263 (1979).
43. Шевченко, Куприянов (I.I. Shevchenko and V.V. Kourprianov), *Astron. Astrophys.* **394**, 663 (2002).
44. Эспиноза и др. (N. Espinoza, R. Brahm, T. Henning, A. Jordán, C. Dorn, F. Rojas, P. Sarkis, et al.), *MNRAS* **491**, 2982 (2020).

ТЕМПЕРАТУРА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ И БЕТАТРОННОЕ УСКОРЕНИЕ КВАЗИТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2023 г. Ю. Т. Цап^{1*}, В. Ф. Мельников²

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 27.04.2023 г.; принята к публикации 27.04.2023 г.

На основе модели коллапсирующей магнитной ловушки рассмотрено влияние температуры максвелловской вспышечной плазмы на эффективность бетатронного ускорения квазитепловых быстрых электронов в области каспа корональных петель. Показано, что увеличение температуры приводит к резкому росту (на 6–8 порядков) числа квазитепловых электронов, способных преодолеть “барьер кулоновских потерь”. Это предполагает необходимость преднагрева фоновой плазмы в области каспа до $\gtrsim 10$ МК, за которое может отвечать бетатронный механизм. Обсуждается связь между импульсной фазой вспышечного энерговыделения и рентгеновскими предвестниками солнечных вспышек.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, ускорение электронов.

DOI: 10.31857/S0320010823040058, **EDN:** CVIPJZ

ВВЕДЕНИЕ

Проблема ускорения электронов в солнечных вспышках, на долю которых приходится значительная, если не бóльшая, доля их энергии (Ашванден и др., 2016), остается одной из наиболее актуальных проблем современной гелиофизики. Это объясняется тем, что вопрос о механизме эффективной трансформации энергии магнитного поля в энергию ускоренных заряженных частиц все еще далек от своего разрешения (Миллер и др., 1997; Лиу, Джокипии, 2021). В значительной степени это связано с высокой электрической проводимостью плазмы, предполагающей необходимость генерации электрических полей либо на малых масштабах (токовые слои, турбулентные пульсации), либо вследствие увеличения электрического сопротивления, обусловленного, например, столкновениями ионов с нейтралами (Степанов, Зайцев, 2018). Отметим также, что оба этих подхода могут дополнять друг друга (Миллер и др., 1997; Цап, 2000).

Среди различных механизмов ускорения заряженных частиц особое место занимает так называемый бетатронный механизм. Впервые он был предложен Сванном (1933), связавшим происхождение космических лучей с индуцированными

электрическими полями магнитного поля звездных пятен (см. также Риддифорд, Батлер, 1952). В свете современных солнечных приложений интерес к бетатронному механизму в значительной мере обусловлен популярностью модели ускорения электронов в коллапсирующей магнитной ловушке, образуемой в области каспа вспышечных корональных петель (Сомов, Косуги, 1997; Ковалев, Сомов, 2003; Сомов, Богачев, 2003; Карлицкий, Косуги, 2004; Карлицкий, Барта, 2006; Богачев, Сомов, 2005; 2009; Филатов и др., 2013; Грищук, Сомов, 2018). Суть ее заключается в том (наглядный схематический рисунок модели можно найти в статье Богачева и Сомова, 2005), что вследствие пересоединения магнитных силовых линий формируется магнитная ловушка, в которую впрыскиваются (инжектируются) из вышележащего токового слоя ускоренные или нагретые до температуры $T \gtrsim 10^8$ К электроны. Коллапс (“схлопывание”) магнитной ловушки сопровождается значительным (в десятки-сотни раз) ростом магнитного поля и дальнейшим ускорением электронов вплоть до релятивистских энергий посредством бетатронного механизма, а также механизма Ферми. При этом нельзя также исключить важную роль ударных волн типа *termination shocks* (Гуо, Джаикалоне, 2012; Чен и др., 2015; Конг и др., 2019).

*Электронный адрес: yur_crao@mail.ru

Эффективная диссипация магнитного поля в токовом слое возможна лишь в том случае, если его толщина едва ли заметно превышает 10^4 см (Литвиненко, 1996; Вуд, Ньюкирк 2005). Между тем, как нетрудно показать (Миллер и др., 1997; Цап, 2000), для обеспечения наблюдаемых потоков жесткого рентгеновского излучения должны быть ускорены не только все электроны токового слоя, но и быстрые квазитепловые частицы фоновой компоненты плазмы в области каспа, скорость которых v не более чем в 2–3 раза превышает тепловую $v_{Te} = \sqrt{2kT/m_e}$, где k — постоянная Больцмана и m_e — масса электрона. Отсюда возникает необходимость детального исследования влияния кулоновских потерь на ускорение низкоэнергичных квазитепловых электронов с энергией $W \lesssim 10$ кэВ бетатронным механизмом, поскольку он является более продуктивным по сравнению с механизмом Ферми в рамках модели коллапсирующей магнитной ловушки (Карлицкий, Косуги, 2004; Филатов и др., 2013). По сути, задача сводится к анализу порогового значения энергии частицы (“барьера кулоновских потерь”), начиная с которой электрон может переходить в режим непрерывного ускорения. Ранее эта проблема уже рассматривалась некоторыми авторами применительно к солнечным вспышкам, но в несколько ином контексте (Корчак, 1980; Гамильтон, Петросян, 1992).

В рамках модели коллапсирующей магнитной ловушки к настоящему времени получены следующие оценки пороговых значений энергии электронов, выше которых возможно ускорение. Согласно Богачеву и Сомову (2009), если характерное время “схлопывания” магнитной ловушки $\tau_B < 10$ с и концентрация фоновой плазмы $n < 10^9$ см $^{-3}$, то влиянием кулоновских столкновений можно пренебречь для электронов с $W > 10$ кэВ. Если же $\tau_B > 100$ с, то из-за столкновений ускорение низкоэнергичных электронов становится невозможным. В свою очередь, как показали расчеты, выполненные методом Монте-Карло (Карлицкий, Косуги, 2004), в случае коллапсирующей магнитной ловушки с $\tau_B = 4$ с и концентрацией фоновых электронов $n_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ ускорение электронов возможно, начиная с $W > 5$ кэВ. Филатов и др. (2013) для описания взаимодействия инжектируемых электронов с фоновой плазмой использовали более общий подход, решая нестационарное уравнение Фоккера–Планка в неоднородной по магнитному полю корональной петле с учетом не только торможения электронов, но и их “высыпания” в конус потерь из-за рассеяния на частицах фоновой плазмы. Ими было показано, что если время коллапса составляет $\tau_B > 15$ с, то даже при концентрации плазмы $n = 5 \times 10^9$ см $^{-3}$ ускорение электронов возможно лишь для частиц с

энергией $W > 300$ кэВ. Для больших значений n и τ_B пороговая энергия только увеличивается из-за кулоновских потерь.

Следует отметить, что в цитируемых выше работах для описания кулоновских потерь энергии и рассеяния инжектируемых в магнитную ловушку электронов авторы не учитывали тепловое движение частиц фоновой максвелловской плазмы. Кроме того, в последнее время появились указания, что нагрев плазмы до высоких ($\sim 10^7$ К) температур предшествует импульсной фазе вспышечного энерговыделения (Хадсон и др., 2021). Откуда возникает необходимость более детального изучения влияния температуры плазмы на кулоновские потери быстрых квазитепловых электронов в коллапсирующей магнитной ловушке.

ОСОБЕННОСТИ БЕТАТРОННОГО УСКОРЕНИЯ И ВСПЫШЕЧНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ

Прежде чем проводить дальнейшие исследования, рассмотрим более обстоятельно механизм бетатронного ускорения, ограничившись нерелятивистским случаем.

Из уравнения движения электрона

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = e \mathbf{E}_0,$$

заряда e в электрическом поле

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_s + \mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

где электростатическое и индуцированное поле выражаются через электрический (Φ) и магнитный (\mathbf{A}) потенциалы следующим образом

$$\mathbf{E}_s = -\nabla\Phi, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

для скорости изменения кинетической энергии $W = m_e v^2/2$ имеем

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -e\mathbf{v} \left(\nabla\Phi + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (1)$$

Второй член в правой части уравнения (1) описывает, в частности, так называемое бетатронное ускорение вихревым индукционным электрическим полем, суть которого состоит в следующем.

Как известно, в бесстолкновительной плазме под действием электрического и магнитного полей происходит гировращение электрона по ларморовским орбитам радиуса r_L и его медленный дрейф на масштабах $\gg r_L$. Поскольку направление крупномасштабного дрейфа перпендикулярно направлению электрического поля, то последнее едва ли может приводить к эффективному ускорению (Цап и др., 2022). Между тем в случае роста магнитного

поля на вращающиеся электроны в направлении их кругового движения будет действовать перпендикулярное магнитному полю \mathbf{B} вихревое индуцированное электрическое поле \mathbf{E}_\perp , которое и приводит к бетатронному ускорению заряженных частиц.

Оценим значение \mathbf{E}_\perp в условиях солнечных вспышек, исходя из модели коллапсирующей магнитной ловушки.

Если электрон в магнитном поле \mathbf{B} двигается по круговой орбите, а изменения \mathbf{B} происходят на характерных масштабах, существенно превышающих ларморовский радиус

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_B} = \frac{m_e c v_\perp}{eB} \approx 5.69 \times 10^{-8} \frac{v_\perp}{B} \text{ [см]}, \quad (2)$$

то, интегрируя уравнение Фарадея

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

по элементу площади ларморовской орбиты электрона

$$\int_0^{r_L} \frac{\partial}{\partial r'} (r' E_\perp) dr' = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \int_0^{r_L} r' dr',$$

для поперечного индуцированного электрического поля с учетом (2) находим

$$\begin{aligned} |E_\perp| &\approx \frac{r_L}{2c} \frac{\partial B}{\partial t} \approx \frac{r_L}{2c} \frac{B}{\tau_B} = \frac{m_e v_\perp}{2e \tau_B} \approx \\ &\approx 9.5 \times 10^{-19} \frac{v_\perp}{\tau_B} \text{ [стат В/см]}, \end{aligned} \quad (3)$$

где характерное время изменения магнитного поля (коллапаса ловушки)

$$\tau_B = B \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^{-1}, \quad (4)$$

$\omega_B = eB/(m_e c) = 1.76 \times 10^7 B \text{ [с}^{-1}\text{]}$ — гирочастота электрона (магнитное поле B выражено в гаусах). В частности, полагая в (2) поперечную скорость $v_\perp = (3-10) \times 10^9 \text{ см/с}$ ($W_\perp = 3-30 \text{ кэВ}$), $B = 100 \text{ Гс}$, получим ларморовский радиус $r_L = 2-6 \text{ см}$. В свою очередь, положив $v_\perp = (3-10) \times 10^9 \text{ см/с}$ и $\tau_B = 1.5-15 \text{ с}$, из (3) получим $|E_\perp| = (0.2-6) \times 10^{-9} \text{ стат В/см}$. Найденное значение меньше или сравнимо с полем Драйсера, которое равно (Драйсер, 1959; Ашванден, 2004)

$$E_D = \frac{e}{r_{De}^2} \ln \Lambda \approx 2 \times 10^{-10} \frac{n_e}{T} \text{ [стат В/см]}. \quad (5)$$

Здесь $r_{De} \approx 6.65 \sqrt{T \text{ [К]}/n_e \text{ [см}^{-3}\text{]}}$ см — дебаевский радиус электронов, а кулоновский логарифм для электрон-электронных столкновений (Голант и др., 1977)

$$\Lambda_e \approx 24 + \ln T - 0.5 \ln n_e,$$

где равновесная температура T и концентрация n_e выражены соответственно в эВ и см^{-3} . Действительно, полагая $T = 10^6 - 10^7 \text{ К}$ и $n_e = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, из (5) получим характерное для вспышечной корональной плазмы значение $E_D \approx 10^{-6} - 10^{-8} \text{ стат В/см}$, (см. также Цап, Копылова, 2017; Флейшман и др., 2022). Поэтому в случае реализации бетатронного механизма ускорения в солнечных вспышках вихревое электрическое поле E_\perp , ввиду малости радиуса r_L , оказывается сопоставимым или меньше E_D . Это предполагает важную роль кулоновских столкновений.

Теперь оценим темп увеличения поперечной энергии электрона, воспользовавшись следующими простыми соображениями. Если период гировращения электрона $T_L = 2\pi m_e c/(eB)$ гораздо меньше характерного времени роста магнитного поля, связанного, например, с коллапсом магнитной ловушки τ_B , то с учетом (3) темп увеличения поперечной энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_\perp}{\partial t} &\approx \frac{e}{T_L} \int_0^{T_L} v_\perp E_\perp dt = \frac{m_e v_\perp^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial t} = \\ &= \frac{W_\perp}{B} \frac{\partial B}{\partial t} = \mu \frac{\partial B}{\partial t}, \end{aligned} \quad (6)$$

где магнитный момент $\mu = m_e v_\perp^2/2B = W_\perp/B$. В формуле (6) также обращает на себя внимание то, что характерное время бетатронного ускорения

$$\tau = W_\perp \left(\frac{\partial W_\perp}{\partial t} \right)^{-1} \quad (7)$$

и время роста магнитного поля (“схлопывания” магнитной ловушки) τ_B совпадают.

В пренебрежении потерями энергии и рассеяния электронов с помощью формулы (6) можно оценить их эффективность ускорения в области каспа вспышечной петли следующим образом. Вследствие пересоединения магнитных силовых линий и дальнейшего их “сжатия” магнитное поле может вырасти в токовом слое от $\sim 10 \text{ Гс}$ до значения на границе “стационарной” корональной петли $\sim 100 \text{ Гс}$, поэтому энергия электронов при условии сохранения магнитного момента μ увеличится лишь на порядок. Быстрые частицы с начальной энергией 10 кэВ достигнут $W \approx 100 \text{ кэВ}$ за характерное время коллапса магнитной ловушки $\tau_B \approx L/v_A = 1.5-15 \text{ с}$, если принять размер области ускорения (каспа) корональных петель $L = 3 \times (10^8 - 10^9) \text{ см}$ и характерную альфвеновскую скорость $v_A = 2.2 \times B_{\text{ch}}/\sqrt{n_p} = 2 \times 10^8 \text{ см/с}$, где мы положили концентрацию протонов $n_p = n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$, а среднюю напряженность магнитного поля $B_{\text{ch}} = 30 \text{ Гс}$.

Описанная выше модель ускорения электронов предполагает, что длина их свободного пробега $l_e \gg r_L$, и они замагничены, т.е. $\omega_{Be}\tau_e \gg 1$, где $\tau_e = l_e/v$. Однако она не учитывает конечное время коллапса, которое может быть больше τ_e , а также рассеяние электронов по питч-углам из-за кулоновских столкновений и взаимодействия их с турбулентными пульсациями. Это может приводить, с одной стороны, к повышенной скорости выхода электронов из области бетатронного ускорения (Филатов и др., 2013; Филатов, Мельников, 2017) и соответственно к понижению эффективности ускорения, а с другой, при определенных условиях, — к их запираанию в корональной ловушке и увеличению эффективности ускорения (Степанов, Цап, 1999, 2002; Мельников, Филатов, 2021). Роль обоих процессов более детально мы рассмотрим ниже.

КУЛОНОВСКИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

Предположим, следуя Богачеву и Сомову (2009), что содержащиеся в магнитной ловушке электроны можно разделить на две популяции: 1) электроны основной группы с максвелловской функцией распределения; 2) быстрые электроны со скоростью $v \gtrsim 2v_{Te}$.

Темп уменьшения энергии нерелятивистского электрона (пробной частицы) вследствие его взаимодействия с электронной компонентой фоновой максвелловской плазмы (потерями энергии из-за столкновений с протонами массы m_p пренебрегаем, поскольку $m_e/m_p \ll 1$), положив $x_e = v/v_{Te}$, можно представить следующим образом (Трубников, 1963; Лонгмайр, 1973):

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} &= -\frac{4\pi e^4}{m_e v} n_e \Lambda_e \times \\ &\times \left[\Phi(x_e) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} x_e \exp(-x_e^2) \right], \\ \Phi(x_e) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_e} e^{-y^2} dy. \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что в асимптотике, когда $x_e \gg 1$, значение $\Phi(x_e) \approx 1$, поэтому вместо (8) получим часто используемое многими авторами выражение (см., например, Эмсли, 1983)

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{4\pi e^4}{m_e v} n_e \Lambda_e. \quad (9)$$

В частности, полагая характерное время потерь энергии

$$\tau_l = -W \left(\frac{\partial W}{\partial t} \right)^{-1}, \quad (10)$$

из (9) получим

$$\tau_l \approx 2 \times 10^8 \frac{W^{3/2}}{n_e} [\text{с}], \quad (11)$$

где W выражено в кэВ. При $W = 10$ кэВ и $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ из (11) находим $\tau_l \approx 6$ с, что сопоставимо со временем релаксации силовых линий в области каспа $\tau_B = 1.5\text{--}15$ с. Полученная величина свидетельствует о необходимости учета кулоновских столкновений в процессе бетатронного ускорения электронов даже со скоростями $v \gtrsim 3v_{Te}$.

ПИТЧ-УГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим вопрос об относительной роли рассеяния и потерь энергии ускоряемого нерелятивистского электрона в максвелловской фоновой плазме в случае кулоновских столкновений. Отметим, что в “хвосте” максвелловского распределения относительное число быстрых электронов при $v \gtrsim 2v_{Te}$ составляет менее 5% (Савельев, 1970), поэтому в дальнейшем мы не будем принимать во внимание взаимодействие между быстрыми частицами.

При столкновении электрона с частицами полностью ионизированной максвелловской водородной плазмы сорта $\alpha = e, p$ характерное время его отклонения на 90° можно оценить следующим образом (Спитцер, 1956; Трубников, 1963):

$$\tau_D^{e/\alpha} = \frac{v^3}{A_{D\alpha}(\Phi(x_\alpha) - G(x_\alpha))}. \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_{D\alpha} &= \frac{8\pi e^4 n_\alpha \Lambda_\alpha}{m_e^2}, \\ G(x_\alpha) &= \frac{\Phi(x_\alpha) - x_\alpha \Phi'(x_\alpha)}{2x_\alpha^2}. \end{aligned}$$

Причем кулоновский логарифм $\Lambda_e \approx \Lambda_p$, когда электронная температура $T_e = T_p = T$ (Трубников, 1963; Голант и др., 1977).

Ускоренный электрон будет сталкиваться как с тепловыми электронами, так и протонами фоновой плазмы, а значит, для полного характерного времени отклонения имеем

$$\frac{1}{\tau_D} = \frac{1}{\tau_D^{e/e}} + \frac{1}{\tau_D^{e/p}} \approx \frac{2}{\tau_D^{e/e}}. \quad (13)$$

При получении выражения (13) мы обратились к табличным значениям $\Phi(x_\alpha) - G(x_\alpha)$, приведенным в работе Спитцера (1956), и пришли к выводу, что $\tau_D^{e/e} \approx \tau_D^{e/p}$, если $x_\alpha \gtrsim 2$.

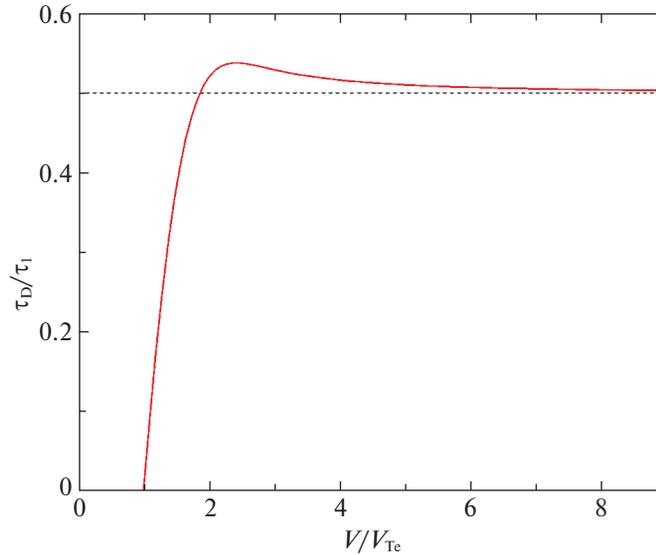


Рис. 1. Зависимость отношения характерного времени рассеяния τ_D и потерь энергии τ_l пробного электрона от относительной скорости v/v_{Te} .

В общем случае из (8) и (10)–(13) находим

$$\frac{\tau_D}{\tau_l} = \frac{\Phi(x_e) - (4/\sqrt{\pi})x_e e^{-x_e^2}}{2(\Phi(x_e) - G(x_e))}. \quad (14)$$

Следующая из (14) зависимость τ_D/τ_l от относительной скорости пробного электрона v/v_{Te} представлена на рис. 1. Откуда следует, что $\tau_D < \tau_l$, особенно для квазитепловых электронов, когда $v/v_{Te} < 2$. Между тем при $v/v_{Te} \gg 1$ отношение характерных времен $\tau_D/\tau_l \approx 0.5$. Кривая ведет себя немонотонным образом и достигает максимума при $v/v_{Te} \approx 2.2$.

Возникшая в результате пересоединения силовых линий вспышечная петля представляет собой сильно неоднородную по полю магнитную ловушку для электронов, у которой пробочное отношение $\sigma = B_{\max}/B_{\min} = 10\text{--}100$, где B_{\max} и B_{\min} — напряженности магнитного поля соответственно в основаниях и области вершины (каспа) корональной арки. Причем значение σ должно уменьшаться в процессе релаксации (коллапса ловушки), в результате чего B_{\min} может достигать сотен гаусс. Электроны в “хвосте” максвелловского распределения или надтепловые частицы даже с большими начальными питч-углами могут покидать ловушку через конус потерь вследствие кулоновского рассеяния, и их эффективное время жизни в области ускорения может оказаться меньше характерного времени τ_D . Это предполагает необходимость учета выхода электронов из магнитной ловушки через конус потерь, поскольку время свободного пробега частицы вдоль магнитной силовой линии длины \mathcal{L}

от ее вершины до основания $\tau_f \approx \mathcal{L}/2v$. Например, для $\mathcal{L} = 6 \times 10^9$ см и $E = 10$ кэВ время пролета $\tau_f \approx 0.5$ с. Однако мы не приняли во внимание, что выход ускоренных электронов носит диффузионный характер из-за их взаимодействия с частицами фоновой плазмы и турбулентными пульсациями. И в случае так называемой слабой ($\tau_D > \sigma\tau_f$) или особенно сильной ($\tau_D < \tau_f$) диффузии характерное время выхода $\tau_{\text{esc}} \gtrsim \sigma\tau_f$ (см., например, Степанов, Цап, 2002), т.е. может быть заметно больше не только τ_f , но и τ_D . Хотя для кулоновских столкновений режим сильной диффузии легче реализуется для электронов с квазитепловыми энергиями, он может быть также легко достигнут вследствие турбулентного рассеяния, например, на вистлерах (Степанов, Цап, 1999, 2002; Мельников, Филатов, 2020) или ионном звуке (Чариков и др., 2017). Расчеты показывают, что в режиме сильной диффузии электроны приобретают квази-изотропное распределение по питч-углам, а их энергетические потери практически полностью определяются кулоновскими столкновениями.

БЕТАТРОННОЕ УСКОРЕНИЕ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Как уже было отмечено, механизм бетатронного ускорения эффективен лишь в том случае, если плазма является замагниченной. Принимая во внимание, что гирочастота электронов $\omega_B \approx 10^7$ В с⁻¹ и $\tau_e \approx \tau_D^{e/e}$, полагая в области ускорения $B = 100$ Гс и $n_e = 10^{10}$ см⁻³, для $W = 3\text{--}10$ кэВ, согласно

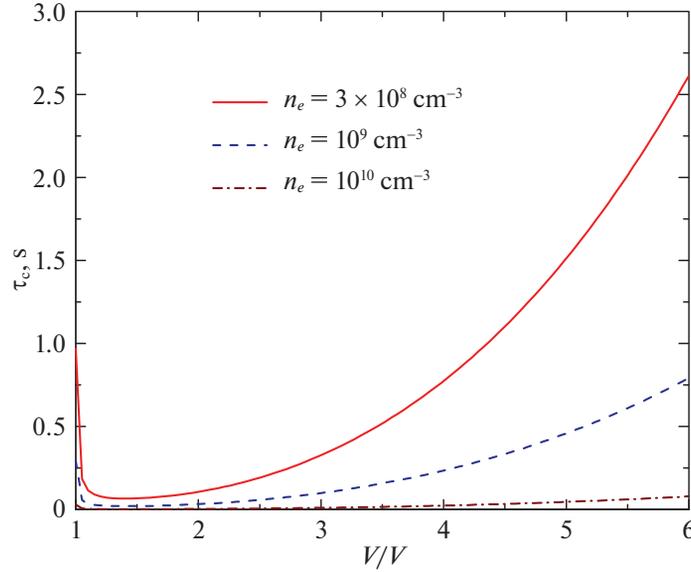


Рис. 2. Зависимость эффективного времени кулоновских потерь энергии электроном τ_C от относительной скорости v/v_{Te} при температуре плазмы $T = 10^6$ К.

расчетной формуле (11) и рис. 1, получим $\omega_B \tau_e \gtrsim \gtrsim 10^7 - 10^8$, т.е. условие замагниченности быстрых электронов выполняется в области ускорения с большим запасом не только для ускоренных, но и квазитепловых электронов. В свою очередь, ларморовский радиус r_L и период вращения T_L электрона гораздо меньше соответственно характерных размеров системы $L \sim 10^9$ см и времени “схлопывания” магнитной ловушки $\tau_B = 1.5 - 15$ с. Это позволяет для описания ускорения электрона с учетом кулоновских потерь энергии воспользоваться следующим простым уравнением

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{W_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{W}{\tau_l}. \quad (15)$$

В ходе ускорения электронов в поперечном направлении бетатронным механизмом их функция распределения становится все более анизотропной (с преобладанием электронов с большими питч-углами) и, следовательно, благоприятной для развития различных плазменных неустойчивостей. Это может приводить, как уже было отмечено, к их быстрой изотропизации в результате возбуждения турбулентных пульсаций. Существенный вклад в изотропизацию питч-углового распределения электронов в области каспа может вносить и высокочастотная турбулентность, генерируемая магнитогидродинамическими процессам, происходящим в области токового слоя (Миллер и др., 1997). Следовательно, полагая τ_D значительно меньше характерного времени “схлопывания” ловушки τ_B , будем считать кинетическую энергию

ускоряемого пробного электрона W равномерно распределенной по трем степеням свободы.

Положив $v_{\perp}^2 = 2v_{\parallel}^2$ ($W_{\perp} = 2/3W$), вместо (15) находим

$$\frac{3}{2} \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{W}{B} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{3}{2} \frac{W}{\tau_l}. \quad (16)$$

Тогда с учетом (4) и (7) уравнение (16) сводится к виду

$$\frac{3}{2\tau} = \frac{1}{\tau_B} - \frac{1}{\tau_C}, \quad (17)$$

где эффективное время кулоновских потерь $\tau_C = 2/3\tau_l$. Как легко понять из (17), условие бетатронного ускорения сводится к очевидному выражению: $\tau_C > \tau_B = 1.5 - 15$ с.

На рис. 2 и 3 представлена зависимость τ_C при различных значениях температуры T и концентрации электронов n_e . Видно, что только в случае горячей ($T \gtrsim 10^7$ К) плазмы бетатронное ускорение быстрых электронов становится эффективным. При этом важно принять во внимание значительный рост числа электронов с энергиями, превышающими несколько кэВ при высоких температурах. Действительно, для интегрального максвелловского распределения электронов по энергии W , нормированного на полную концентрацию

$$n_t = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/KT) d\varepsilon,$$

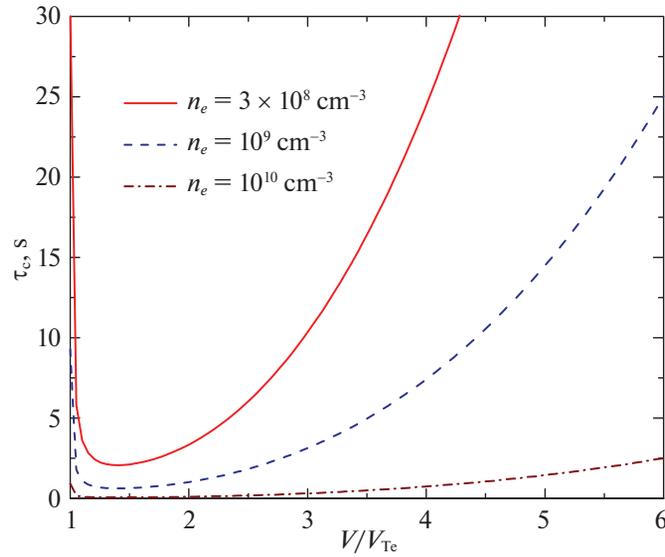


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при температуре плазмы $T = 10^7$ К.

имеем

$$\frac{n_{Wt}(T, W)}{n_t} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \times \int_W^{\infty} \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/KT) d\varepsilon, \quad (18)$$

где $n_{Wt}(T, W)$ — концентрация электронов температуры T с энергией, большей W . Графики зависимости $n_{Wt}(T, W)/n_t$ от W для температур плазмы $T = 10^6, 3 \times 10^6$ и 10^7 К показаны на рис. 4а. Видно, что с ростом T происходит уширение хвостов максвелловского распределения, и, как следует из рис. 4б, на котором представлены зависимости отношения

$$R(W) = \frac{n_{Wt}(T_2, W)}{n_{Wt}(T_1, W)}, \quad (19)$$

для температур $T_1 = 10^6$ К и $T_2 = 3 \times 10^6, 10^7$ К, при $T_2/T_1 = 3$ и 10 число электронов с энергией $W \geq 2$ кэВ, для которых “барьер кулоновских потерь” может быть легко преодолен, увеличивается приблизительно на 6 и 8 порядков соответственно.

О НАГРЕВЕ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

В ходе анализа мы оставили без внимания проблему возможных источников нагрева фоновой тепловой плазмы в области каспа. Между тем было бы естественно предположить, что за рост температуры тепловой плазмы также может быть ответственен бетатронный механизм, поскольку,

несмотря на рост частоты столкновений в окрестности v_{Te} , условие замагниченности для тепловых частиц, как нетрудно убедиться, все еще выполняется. В связи с этим сделаем некоторые оценки.

Уравнение баланса энергии для тепловой изотропной плазмы, пренебрегая дополнительными источниками нагрева, кроме бетатронного, и считая $n_e \propto T^\gamma$, где $\gamma = \text{const}$, с учетом (6) можно представить в виде (см. также Карлицкий, Косуги, 2004)

$$\frac{\gamma + 1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2}{3\tau_B} - \frac{Q}{W_{th}}. \quad (20)$$

Здесь параметр Q описывает скорость потерь энергии и $W_{th} = 3n_e kT$. Как нетрудно показать, определяющая роль в потерях энергии плазмы при $T \gtrsim 10^7$ К во вспышечных петлях принадлежит электронной теплопроводности (Вайт и др., 1992; Цап и др., 2016), мощность которых

$$q = \kappa \frac{d}{ds} \left(T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = \kappa \frac{2}{7} \frac{d}{ds} \left(\frac{dT^{7/2}}{ds} \right) = \kappa \frac{2}{7} \frac{d^2 T^{7/2}}{ds^2} \approx \kappa \frac{8}{7} \frac{T^{7/2}}{L^2},$$

где мы приняли характерный масштаб градиента температуры $s \approx L/2$, а коэффициент теплопроводности Спитцера $\kappa = 10^{-6}$ эрг $\text{K}^{-7/2} \text{c}^{-1}$. Отсюда при $n_e = 10^9 \text{cm}^{-3}$, $L = 3 \times 10^9$ см и $T = 10^7$ К, положив $Q = q$, находим характерное время потерь энергии корональной плазмы в области каспа

$$\tau_{\text{con}} \approx \frac{W_{th}}{q} \approx \frac{21 kn_e L^2}{8 \kappa T^{5/2}} \approx 11 \text{ s}.$$

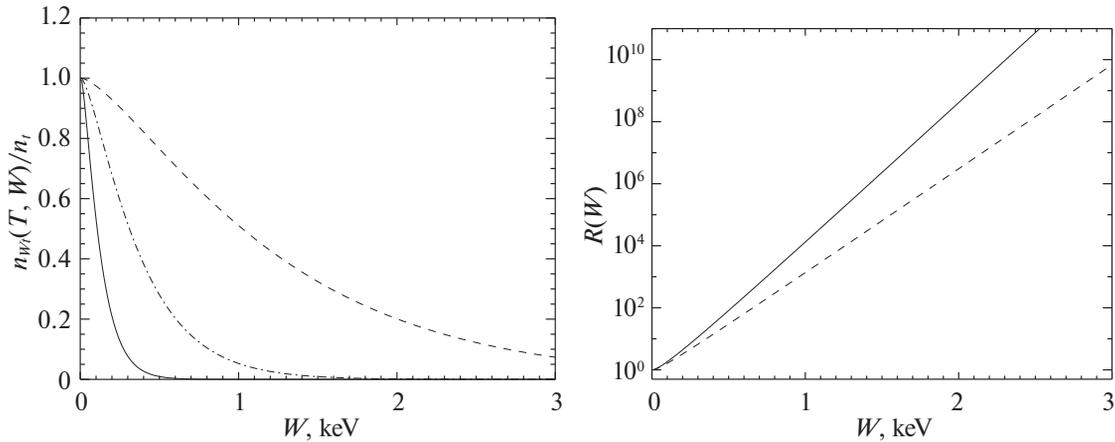


Рис. 4. (а) — Нормированные интегральные максвелловские распределения электронов по энергии W (см. уравнение (18)) при температуре $T = 10^6$, 3×10^6 и 10^7 К (сплошная, штрихпунктирная и пунктирная линии соответственно). (б) — Отношение концентраций частиц $R(W)$ (см. уравнение (19)) при $T_1 = 10^6$ К, $T_2 = 3 \times 10^6$ и 10^7 К (нижняя и верхняя линии соответственно).

Поскольку полученная оценка $\tau_{\text{con}} \gtrsim 3/2\tau_B = 2-20$ с, то согласно (20) коллапс магнитной ловушки вполне может привести к нагреву фоновой вспышечной тепловой плазмы бетатронным механизмом и, следовательно, к эффективному ускорению большого числа быстрых квазитепловых электронов. Отметим, что тепловая горячая ($\sim 10^7$ К) плазма наблюдается как в предимпульсной (Хадсон и др., 2021), так и в импульсной (см., например, Верониг, Браун, 2004) фазе вспышки.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В представленной работе, исходя из модели коллапсирующей магнитной ловушки, мы рассмотрели зависимость эффективности бетатронного ускорения квазитепловых электронов от температуры вспышечной максвелловской плазмы. Нами было показано, что быстрые электроны могут быть эффективно ускорены лишь в случае сравнительно разреженной ($n \lesssim 10^{10}$ см $^{-3}$) и горячей ($T \gtrsim 10^7$ К) фоновой плазмы. Важную роль при этом играет характерное время сжатия (“схлопывания”) магнитной ловушки. Нагрев значительно (на 6–8 порядков) увеличивает число тепловых электронов с энергией, превышающей несколько кэВ, способных преодолеть “барьер кулоновских потерь”.

Необходимость увеличения температуры плазмы хорошо согласуется с наблюдениями рентгеновских предвестников в предимпульсной фазе солнечных вспышек (см. Хадсон и др., 2021). Возможно, именно поэтому в случае слабых вспышечных событий ускорение электронов в области

вершины магнитной арки сопровождается значительным нагревом фоновой плазмы (Ли и др., 2022). Причем рост температуры будет способствовать более эффективному ускорению электронов не только бетатронным механизмом, но и продольным электрическим полем, поскольку поле Драйзера E_D , определяющее минимальное значение, при котором тепловые электроны переходят в режим непрерывного “убегания”, обратно пропорционально температуре T (см. соотношение (5)).

Хотя бетатронный нагрев может определять температуру тепловой вспышечной плазмы, тем не менее, мы оставили без детального рассмотрения данный вопрос. В значительной мере это объясняется достаточно сильной модельной зависимостью уравнения теплового баланса от принятых ограничений. В частности, не следует исключать важную роль насыщения теплового потока (Баттаглия и др., 2009; Шарыкин и др., 2015; Вармут, Манн, 2020), а также радиационных потерь для плазмы с температурой $\gtrsim 10^7$ и $\lesssim 3 \times 10^6$ К соответственно.

Вновь подчеркнем, несмотря на используемый нами довольно грубый подход, полученные оценки убедительно свидетельствуют, что для ускорения большого числа корональных электронов необходимо не только предварительный нагрев вспышечной плазмы, но и достаточно быстрый коллапс магнитной ловушки. Именно от темпа увеличения магнитного поля в области каспа зависит импульсный или тепловой характер протекания процессов вспышечного энерговыделения, и, вероятно, возникновение так называемых холодных вспышек с преобладанием нетепловой компоненты энергии (Лысенко и др., 2018).

В заключение хотелось бы отметить, что рассматриваемый бетатронный механизм предполагает, что основная часть электронов должна ускоряться за время, сопоставимое с характерным временем схлопывания магнитной ловушки τ_B , что существенно превышает оценки, полученные Лысенко и др. (2020). Этот вопрос, предполагающий важную роль ускорения частиц в токовом слое, мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и GACR (No. 20-52-26006, В.Ф. Мельников), а также РНФ (No. 22-12-00308, Ю.Т. Цап).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Physics of the Solar Corona: An Introduction* (New York: Springer, 2004).
2. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, G. Holman, A. O'Flannagain, et al.), *Astrophys. J.* **832**, 27 (2016).
3. Баттаглия и др. (M. Battaglia, L. Fletcher, and A.O. Benz), *Astron. Astrophys.* **498**, 891 (2009).
4. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 601 (2005) [S.A. Bogachev and B.V. Somov, *Astron. Lett.* **31**, 537 (2005)].
5. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **35**, 63 (2009) [S.A. Bogachev, B.V. Somov, *Astron. Lett.* **35**, 57 (2009)].
6. Вайт и др. (S.M. White, M.R. Kundu, T.S. Bastian, D.E. Gary, G.J. Hurford, T. Kucera, and J.H. Biegging), *Astrophys. J.* **384**, 656 (1992).
7. Вармут, Манн (A. Warmuth and G. Mann), *Astron. Astrophys.* **644**, A172 (2020).
8. Верониг, Браун (A.M. Veronig and J.C. Brown), *Astrophys. J.* **603**, L117 (2004).
9. Вуд, Ньюкирк (P. Wood and T. Neukirch), *Solar Phys.* **226**, 73 (2005).
10. Гамильтон, Петросян (R.J. Hamilton and V. Petrosian), *Astrophys. J.* **398**, 350 (1992).
11. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А., *Основы физики плазмы* (М.: Атом-издат, 1977).
12. Грицык, Сомов (P.A. Grytsyk and B.V. Somov), *Proceed. of the Inter. Astron. Union, IAU Symp.* **335**, 90 (2018).
13. Гуо, Джакалоне (F. Guo and J. Giacalone), *Astrophys. J.* **753**, 28 (2012).
14. Драйсер (H. Dreicer), *Phys. Rev.* **115**, 238 (1959).
15. Карлицкий, Барта (M. Karlicky and M. Barta), *Astrophys. J.* **647**, 1472 (2006).
16. Карлицкий, Косуги (M. Karlicky and T. Kosugi), *Astron. Astrophys.* **419**, 1159 (2004).
17. Ковалев В.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **29**, 465 (2003) [V.A. Kovalev and B.V. Somov, *Astron. Lett.* **29**, 409 (2003)].
18. Конг и др. (D.F. Kong, F. Guo, C. Shen, B. Chen, Y. Chen, S. Musset, L. Glesener, P. Pongkitiwanichakul, and J. Giacalone), *Astrophys. J. Lett.* **887**, L37 (2019).
19. Корчак (A.A. Korchak), *Solar Phys.* **66**, 149 (1980).
20. Литвиненко (Y.E. Litvinenko), *Astrophys. J.* **462**, 997 (1996).
21. Ли и др. (Z. Li, Y. Su, A.M. Veronig, S. Kong, W. Gan, and W. Chen), *Astrophys. J.* **930**, 147 (2022).
22. Лиу, Джокипии (S. Liu and J.R. Jokipii), *Frontiers in Astron. and Space Sci.* **8**, 100 (2021).
23. Лонгмайр (C.L. Longmire), *Elementary Plasma Physics* (New York: Intersci. Publ., 1973).
24. Лысенко и др. (A.L. Lysenko, A.T. Altyntsev, N.S. Meshalkina, D. Zhdanov, and G.D. Fleishman), *Astrophys. J.* **856**, 111 (2018).
25. Лысенко А.Л., Фредерикс Д.Д., Флейшман Г.Д., Аптекарь Л.Р., Алтынцев А.Т. и др., *Успехи физ. наук* **190**, 878 (2020).
26. Мельников, Филатов (V.F. Melnikov and L.V. Filatov), *Geomag. Aeron.* **60**, 1126 (2020).
27. Мельников, Филатов (V.F. Melnikov and L.V. Filatov), *Geomag. Aeronom.* **61**, 1189 (2021).
28. Миллер и др. (J.A. Miller, P.J. Cargill, A.G. Emslie, G.D. Holman, B.R. Dennis, T.N. LaRosa, R.M. Winglee, S.G. Benka, and S. Tsuneta), *J. Geophys. Res.* **102**, 14631 (1997).
29. Риддифорд, Батлер (L. Riddiford and S.T. Butler), *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **43**, 339, 447 (1952).
30. Савельев И.В., *Курс общей физики, том I. Механика, колебания и волны, молекулярная физика* (М.: Наука, Гл. ред. физ.-матем. литературы, 1970).
31. Сванн (W.F. Swann), *Phys. Rev.* **43**, 217 (1933).
32. Сомов, Косуги (B.V. Somov and T. Kosugi), *Astrophys. J.* **485**, 859 (1997).
33. Сомов Б.В., Богачев С.А., Письма в Астрон. журн. **29**, 701 (2003) [B.V. Somov and S.A. Bogachev, *Astron. Lett.* **29**, 621 (2003)].
34. Спитцер (L. Spitzer), *Physics of Fully Ionized Gases* (New York: Intersci. Publ., 1956).
35. Степанов А.В., Цап Ю.Т., *Астрон. журн.* **76**, 949 (1999).
36. Степанов, Цап (A.V. Stepanov and Y.T. Tsap), *Solar Phys.* **211**, 135 (2002).
37. Степанов А.В., Зайцев В.В., *Магнитосферы активных областей Солнца и звезд* (М: Физматлит, 2018).
38. Трубников (B.A. Trubnikov), *Problem. Plasma Phys.* **1**, 98 (1963).
39. Филатов и др. (L.V. Filatov, V.F. Melnikov, and S.P. Gorbikov), *Geomag. Aeronom.* **53**, 1007 (2013).
40. Филатов, Мельников (L.V. Filatov and V.F. Melnikov), *Geomag. Aeronom.* **57**, 1001 (2017).

41. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, G.M. Nita, B. Chen, S. Yu, and D.E. Gary), *Nature* **606**, 674 (2022).
42. Хадсон и др. (H.S. Hudson, P.J.A. Simões, L. Fletcher, L.A. Hayes, and I.G. Hannah), *MNRAS* **501**, 1273 (2021).
43. Цап Ю.Т., *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* **96**, 165 (2000).
44. Цап и др., (Yu.T. Tsap, G.G. Motorina, and Yu.G. Korylova), *Geomag. Aeronom.* **56**, 1104 (2016).
45. Цап, Копылова (Yu.T. Tsap and Yu.G. Korylova), *Geomagn. Aeron.* **57**, 996 (2017).
46. Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Королькова О.А., Барта М., *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* **18**, 60 (2022).
47. Чариков и др. (Yu.E. Charikov, A.N. Shabalin, and S.A. Kuznetsov), *Geomag. Aeronom.* **57**, 1009 (2017).
48. Чен и др. (B. Chen, T.S. Bastian, C. Shen, D.E. Gary, S. Krucker, and L. Glesener), *Science* **350**, 1238 (2015).
49. Шарькин И.Н., Струминский А.Б., Зимовцев И.В., *Письма в Астрон. журн.* **41**, 57 (2015) [I.N. Sharykin, A.B. Struminskii, and I.V. Zimovets, *Astron. Lett.* **41**, 53 (2015)].
50. Эмсли (A.G. Emslie), *Astrophys. J.* **271**, 367 (1983).