

НЕУЛОВИМЫЕ ГЕЛИЕВЫЕ ЗВЕЗДЫ МЕЖДУ СУБКАРЛИКАМИ И ЗВЕЗДАМИ ВОЛЬФА–РАЙЕ II. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ “ОБНАЖЕННЫХ ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД”

© 2025 г. Ю. А. Фадеев^{1*}, А. Г. Куранов², Л. Р. Юнгельсон¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 27.03.2025 г.

После доработки 01.04.2025 г.; принята к публикации 01.04.2025 г.

Впервые показано, что гелиевые звезды с массой $(2-7) M_{\odot}$, сформировавшиеся в тесных двойных системах в так называемом случае В обмена веществом и сохранившие маломассивные водородно-гелиевые оболочки, претерпевают нелинейные радиальные пульсации. Пульсации возбуждаются κ -механизмом, обусловленным ионизацией гелия. Область пульсационной неустойчивости охватывает часть диаграммы Герцшпрунга–Рассела от ветви красных гигантов до эффективных температур $4.5 \lesssim \lg T_{\text{eff}} \lesssim 4.7$. Переменность блеска должна, как правило, наблюдаться в ультрафиолетовой области спектра. Амплитуды пульсаций исследованных моделей достигают $\Delta M_{\text{bol}} = 0.8$ и возрастают с уменьшением радиуса звезды R . Периоды пульсаций составляют от 0.17 до 3.9 сут и сокращаются с уменьшением R . Звезды имеют существенно большие T_{eff} , чем их спутники, которые могут быть звездами типа Ве. Пульсирующие гелиевые звезды являются компонентами относительно широких звездных систем с периодами, достигающими нескольких лет. Численность пульсирующих гелиевых звезд в Галактике составляет $\approx 10^3$.

Ключевые слова: звездная эволюция; пульсации звезд; звезды — переменные и пекулярные; популяционный синтез.

DOI: 10.31857/S0320010825010036, EDN: LEOCST

1. ВВЕДЕНИЕ

В пионерских работах по эволюции тесных двойных звездных систем (ТДС) Киппенхан с соавторами (1967а, б), Пачинский (1967), Зюлковский (1970), Джианноне и Джианнуци (1972) нашли, что компоненты ТДС солнечного химического состава с массами $\gtrsim 3 M_{\odot}$, заполняющие полость Роша на стадии горения водорода в слоевом источнике (звездодоноры), после прекращения потери вещества сжимаются и трансформируются в горячие гелиевые звезды с тонкими водородными оболочками ($\Delta(M_{\text{H}}) \lesssim 1 M_{\odot}$). Дальнейшие исследования показали, что гелиевые звезды умеренных масс $(2-7) M_{\odot}$ занимают на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (ГР) область $\lg(T_{\text{eff}}) \approx 4.5-5.0$, $\lg(L/L_{\odot}) \approx 2.5-5.0$. На стадии горения гелия в ядре звезды проводят $\sim 10\%$ времени жизни их предшественников на стадии главной последовательности t_{MS} . Стадии горения гелия в ядре предшествует гораздо более короткая ($\sim 0.01 t_{\text{MS}}$) стадия выгорания водорода в слоевом источнике, в ходе которой радиусы звезд уменьшаются от десятков и сотен R_{\odot} до $(0.1-1) R_{\odot}$, а светимость падает в несколько раз. Дутта и Кленцкий (2024) предложили для гелиевых

звезд с радиусами большими $(10-15) R_{\odot}$ на стадии сжатия непосредственно после завершения обмена веществом термин “puffed-up stripped stars”. В настоящей статье они именуются “раздутыми обнаженными звездами” или “ободранными звездами”¹.

Ибен и Тутуков (1985, 1987) отождествили гелиевые звезды с массами $\lesssim 2 M_{\odot}$ с гелиевыми субкарликами (sdB, sdO), а объекты более массивные, чем $\approx 7 M_{\odot}$, Пачинский (1967) сопоставил с звездами Вольфа–Райе. Отметим, что к моменту написания статьи были известны всего около двадцати двойных субкарликов (или кандидатов) с подтвержденными массами от 1 до $2 M_{\odot}$ и известными орбитальными периодами (Ван и др., 2023; Клемент и др., 2024). Остальные гелиевые субкарлики обычно имеют массы $\lesssim 0.6 M_{\odot}$ (Хебер, 2024). Спутниками массивных субкарликов в ТДС, как правило, являются звезды типа Ве (см., например, Ван и др., 2023, табл. 9), что указывает на предшествующий обмен веществом, так как аккреция вещества, обладающего моментом импульса, приводит к существенному ускорению вращения спутников будущих гелиевых звезд.

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

¹Термин не вполне корректен, так как звезды сохраняют часть водородной оболочки, т.е. они “полуобнаженные”.

В то время как многочисленные двойные субкарлики с массами $\lesssim 2M_{\odot}$ и звезды Вольфа–Райе в Галактике наблюдаются, гелиевые звезды с массами от 2 до $7M_{\odot}$, хотя бы и очень редкие, до самого последнего времени не были известны. При этом разделенные гелиевые звезды в ТДС найдены в Больших и Малых Магеллановых Облаках (Вилласеньор и др., 2023; Дроут и др., 2023; Гётберг и др., 2023; Рамачандран и др., 2023, 2024), что, несмотря на отличие металличности БМО и ММО от металличности диска Галактики, позволяет утверждать, что теория звездной эволюции корректна и горячие гелиевые звезды должны существовать и в Млечном Пути. Обнаружению гелиевых звезд препятствует существенное различие спектральных характеристик компонентов ТДС (детально вопрос о возможности детектирования гелиевых звезд рассмотрели Гётберг и др., 2018).

Единственным кандидатом в Галактике пока является HD 96670, которую ранее рассматривали как возможную О/В-звезду в паре с черной дырой. Однако Назе и Рау (2025) показали, что наблюдаемые в системе затмения исключают черную дыру. На основе спектроскопических и ультрафиолетовых наблюдений они предположили, что система состоит из гиганта спектрального класса O8.5 и спутника с массой $\sim 4.5M_{\odot}$, радиусом $\sim 1R_{\odot}$ и эффективной температурой $\lg(T_{\text{eff}}) \sim 4.7$. Подобная звезда может быть остатком первичного компонента ТДС с исходной массой, близкой к $(15\text{--}16)M_{\odot}$ (Юнгельсон и др., 2024). Ирриганг и др. (2022) предполагают, что в системе γ Col яркий компонент спектрального класса В с массой $\approx 4M_{\odot}$, $T_{\text{eff}} = 15\,570 \pm 320$ К и $\lg(g) = 3.3 \pm 0.1$ является обнаженной звездой на стадии перемещения в горячую область диаграммы ГР. На возможную потерю звездой вещества в ТДС и ее большой радиус, кроме низких T_{eff} и $\lg(g)$, указывает и аномально высокое содержание азота на поверхности.

Кроме того, в Галактике обнаружены несколько разделенных ТДС с компонентами – субкарликами с большими радиусами и звездами Ве – LB-1 (Шенар и др., 2020; Леннон и др., 2021; Эль-Бадри, Куатаэрт, 2021), HR 6819 (Боденштайнер и др., 2020), а также маломассивная полуразделенная система HD 15125 с донорами и аккретором, близкими по параметрам к LB-1 и HR 6819 (Эль-Бадри и др., 2022). Сходная с ними разделенная система NGC 1850 BH1 найдена в БМО (Эль-Бадри, Бэрдж, 2022). Относительно низкие T_{eff} маломассивных компонентов этих двойных звезд и их положение на диаграмме ГР позволяют предполагать, что это или раздутые обнаженные звезды, или звезды, в ядрах которых выгорел гелий и они “раздулись” на стадии горения гелия в слоевом источнике. Звезда типа HD 15125 может быть непосредственным их предшественником (Эль-Бадри и др., 2022). Ривиниус с соавторами (Ривиниус и др., 2025) подтвердили, что компонентами LB-1 и HR 6819 являются Ве-звезды со спутниками-субкарликами. Они

также предположили, что в четырех наблюдавшихся ими системах с компонентами – Ве-звездами и субкарликами лишь недавно закончился обмен веществом и субкарлики еще имеют протяженные радиусы.

Обнаружение обнаженных гелиевых звезд промежуточных масс и/или их предшественников, отсутствие которых среди наблюдаемых звезд являлось “загадкой” на протяжении пятидесяти лет, предоставляет существенную возможность проверки теории эволюции звезд и исследования звездных пульсаций. Повышенный интерес к этим звездам обусловлен и тем, что если их масса превышает $\approx 2.2M_{\odot}$, они могут быть предшественниками Сверхновых звезд типов Ib и Ic (Хабетс, 1986; Вусли и др., 1995).

Систематическое исследование гипотетической популяции гелиевых звезд в Галактике ($Z = 0.02$) было проведено Юнгельсоном с соавторами (2024). Рассматривались ТДС с массами первичных компонентов на начальной главной последовательности от 4 до $25M_{\odot}$, отношениями масс компонентов $q = M_2/M_1 = 0.6, 0.8, 0.9$ и интервалом исходных орбитальных периодов $P_{\text{orb}} = (2\text{--}10^3)$ сут.

Ховис-Афлербах с соавторами (2024) провели аналогичное исследование для звезд с исходными массами от 2 до $18.7M_{\odot}$, $q = 0.8$ и $3 \text{ сут} \leq P_{\text{orb}} \leq 31.5 \text{ сут}$ при $Z = 0.014, 0.006, 0.002$ и 0.0002 . В обеих работах осуществлен гибридный популяционный синтез с учетом результатов детальных расчетов эволюции по программе MESA (см. Джермин и др. (2023) и приведенные в этой работе ссылки). Для $Z = 0.02$ и $Z = 0.014$ численность объектов с массами $(2\text{--}7)M_{\odot}$ оценивается, соответственно, как ≈ 3000 в работе Юнгельсона и др. (2024) и ≈ 4000 в работе Ховис-Афлербах и др. (2024), что следует признать разумным согласием с учетом допустимых различий в параметрах звездных моделей и популяционного синтеза. Ранее, Шао и Ли (2021), используя программу популяционного синтеза BSE (Харли и др., 2002), оценили численность обнаженных гелиевых звезд в Галактике как $\sim 10^3$.

Настоящая статья является продолжением работы Юнгельсона и др. (2024) по моделированию обнаженных гелиевых звезд. Нами предпринята попытка исследовать нелинейные пульсации гелиевых звезд с массой $\approx (2\text{--}7)M_{\odot}$ (масса предшественников $(9\text{--}16)M_{\odot}$, начиная с момента завершения обмена веществом в ТДС и до выгорания гелия в ядре и оценить возможную численность подобных объектов. С этой целью рассмотрены гидродинамические модели звездных пульсаций остатков компонент-доноров в ТДС с различными орбитальными периодами на начальной главной последовательности (НГП). В разделе 2 описаны рассчитанные эволюционные модели и их строение. В разделе 3 изложена методика расчетов пульсаций и приведены их результаты. Оценка численности нелинейно пульсирующих звезд

методом популяционного синтеза приведена в разделе 4. Результаты работы обсуждаются в разделе 5.

2. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ОБНАЖЕННЫХ ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД

Нами исследованы нелинейные пульсации звезд, предшественники которых имели массу на главной последовательности 9, 12 и $16M_{\odot}$. Согласно Юнгельсону и др. (2024), интервалу масс гелиевых звезд $(2-7)M_{\odot}$ соответствуют звезды с исходными массами до $\approx 20M_{\odot}$ (в зависимости от P_{orb} в момент заполнения донором полости Роша), но очевидно, что численность звезд с массами большими $16M_{\odot}$ незначительна по сравнению с менее массивными звездами. Принятые в расчетах предположения относительно таких параметров, как условия перемешивания на границе конвективных ядер звезд, звездный ветер, параметры популяционного синтеза, описаны в работе Юнгельсона и др. (2024). Единственное существенное отличие состоит в том, что для системы с массой первичного компонента $M_{1,0} = 16M_{\odot}$ эффективность конвективного проникновения на границе водородных ядер звезд не ограничивалась, а принимался фиксированный параметр экспоненциального проникновения $f_{\text{ov}} = 0.004$, что приводит к несколько большим значениям масс гелиевых звезд. Для ТДС с исходными массами первичных компонентов 9 и $12M_{\odot}$ начальное значение отношения масс компонентов q принималось равным 0.8, а для систем с $M_{1,0} = 16M_{\odot}$ оно равнялось 0.9.

Следуя Пакету (1981), мы предполагали, что обмен веществом происходит консервативно до того, как экваториальная угловая скорость вращения аккректора достигает 95% критической (ω_{cr}), после чего аккреция может продолжаться лишь в пределах, ограниченных поддержанием ω_{cr} , а избыток вещества, ускоренный вращением, уходит из системы, унося удельный момент импульса аккректора. Скорость вращения достигает предельного значения после переноса всего 5–10% массы донора, так что масса аккректора практически не изменяется. Но важно, что его экваториальная скорость вращения достигает сотен км/с и он должен представлять собой Ое/Ве-звезду.

Эволюционные и пульсационные характеристики моделей приведены в табл. 1. Ввиду значительных затрат машинного времени, необходимых для расчета моделей, мы ограничились подробным рассмотрением последних для массы первичного компонента на НГП $M_0 = 12M_{\odot}$ и периодами на НГП $P_0 = 100, 300, 400$ сут, а для моделей с $M_0 = 9$ и $16M_{\odot}$ рассмотрели модели с $P_0 = 100$ и 200 сут соответственно. В таблице также указаны массы, светимости и эффективные температуры спутников промоделированных звезд. Отметим, что эти характеристики практически не изменяются за время стадии, на которой гелиевые звезды испытывают пульсации. На рис. 1 приведены

треки звезд с $M_0 = 12M_{\odot}$ и отмечены гидродинамические модели звездных пульсаций.

3. РАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ РАЗДУТЫХ ОБНАЖЕННЫХ ГЕЛИЕВЫХ ЗВЕЗД

К моменту завершения потери вещества в ядрах предшественников обнаженных гелиевых звезд начинает гореть гелий. На стадии, когда звезды пульсируют, центральное содержание гелия Y_c понижается дополнительно на ≈ 0.1 , но на протяжении всего этого времени доминирующим источником энергии остается слоевой источник горения водорода.

Вследствие потери массы во внешних слоях оболочки первичного компонента появляется вещество, затронутое ранее нуклеосинтезом и поэтому характеризующееся дефицитом водорода и избытком гелия. В качестве иллюстрации на рис. 2 показаны профили распределения водорода и гелия в двух моделях раздутой обнаженной гелиевой звезды — остатка звезды с исходной массой $12M_{\odot}$ в ТДС с начальным орбитальным периодом 300 сут. Первая из этих моделей, профили водорода и гелия для которой показаны на рис. 2 штриховыми линиями, находится на начальной стадии горения гелия. Эффективная температура звезды составляет $T_{\text{eff}} = 3.6 \times 10^3$ К, и на диаграмме ГР она расположена около максимума светимости. На рис. 1 эта модель отмечена звездочкой. Эффективная температура второй модели, профили водорода и гелия которой показаны сплошными линиями, составляет $T_{\text{eff}} = 2.5 \times 10^4$ К. В табл. 1 эта эволюционная модель отмечена значком “•”. Среди гидродинамических моделей данной эволюционной последовательности эта модель последняя, которая неустойчива относительно радиальных колебаний.

Известно, что с увеличением содержания гелия граница существования радиально пульсирующих звезд смещается на диаграмме ГР в сторону высоких эффективных температур, которые значительно превосходят $T_{\text{eff}} \approx 10^4$ К (Фадеев, Новикова, 2003). Продолжительность этой стадии эволюции исчисляется сотнями тысяч лет (приблизительные оценки t_* см. на рис. 1), поэтому большой интерес представляет рассмотрение возникновения пульсаций и определение периодов и амплитуд изменения блеска.

Для моделей, параметры которых приведены в табл. 1, были проведены гидродинамические расчеты нелинейных звездных пульсаций. Система уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, а также используемые значения параметров теории конвекции (Куфюс, 1986), обсуждаются в работе Фадеева (2013). В отличие от расчетов звездной эволюции, основанных на использовании адаптивной разностной сетки, решение уравнений гидродинамики проводилось на фиксированной лагранжевой сетке. Начальные значения сеточных функций гидродинамической модели рассчитывались на основании

Таблица 1. Эволюционные и пульсационные характеристики гидродинамических моделей

M_0 , M_\odot	P_0 , сут.	t_{ev} , 10^6 лет	M_1 , M_\odot	P_{orb} , сут.	X_s	Y_s	$\lg(L/L_\odot)$	$\lg(T_{\text{eff},1})$	Π	η	ΔU_s	ΔM_{bol} зв. вел.	M_2 , M_\odot	$\lg(L_2/L_\odot)$	$\lg(T_{\text{eff},2})$
9	200	26.748	1.995	1782	0.478	0.502	3.77	4.017	2.899	-0.333			7.32	3.46	4.27
		26.909	1.992	1783	—	—	3.73	4.222	0.747	0.076	162	0.44			
		27.061	1.989	1783	—	—	3.68	4.326	0.299	0.041	218	0.58			
		27.208	1.986	1786	—	—	3.64	4.389	0.168	-0.014					
12	100	15.435	2.633	807.6	0.266	0.715	4.40	3.766	66.659	-1.403			9.73	3.88	4.33
		15.454	2.629	808.2	0.265	0.716	4.39	4.113	6.067	0.083	133	0.23			
		15.538	2.600	812.1	0.255	0.726	4.31	4.571	0.142	0.001	265	0.57			
		15.642	2.575	815.5	0.247	0.733	4.11	4.763	0.024	-0.015					
	300	15.630	2.811	2456	0.422	0.558	4.32	3.955	13.155	0.087	47	0.21	9.69	3.88	4.34
		15.709	2.794	2463	—	—	4.26	4.394	0.559	0.561	272	0.35			
	400	15.799	2.788	2466	—	—	4.17	4.556	0.108	-0.083					
		15.783	2.940	2947	0.497	0.484	4.24	3.974	8.507	0.079	65	0.16	9.68	3.88	4.34
		15.867	2.930	2952	—	—	4.18	4.300	0.910	0.446	256	0.30			
		15.953	2.919	2957	—	—	4.13	4.436	0.251	0.061	262	0.60			
16	100	16.036	2.918	2958	—	—	4.08	4.501	0.134	-0.015					
		12.534	6.636	235.4	0.276	0.705	5.09	4.579	8.540	0.557	258	0.60	14.27	4.62	4.36
		12.542	6.615	235.9	0.272	0.709	5.08	4.645	3.893	0.177	300	0.65			
		12.549	6.595	236.4	0.268	0.713	5.06	4.701	1.660	0.131	581	0.81			
		12.556	6.576	236.8	0.264	0.717	5.05	4.747	0.777	0.000	472	0.71			

Примечание. M_0 , P_0 — масса и орбитальный период ТДС на НПП соответственно, t_{ev} — возраст модели, M_1 — масса модели, P — орбитальный период ТДС, X_s , Y_s — относительное содержание водорода и гелия по массе на поверхности модели соответственно, $\lg(L/L_\odot)$ — светимость модели, $\lg T_{\text{eff}}$ — эффективная температура модели, Π — период пульсаций, $\eta = P d \ln E_K / dt$ — темп роста ($\eta > 0$) или затухания ($\eta < 0$) кинетической энергии пульсаций E_K , ΔU_s — амплитуда изменения скорости течения газа. ΔM_{bol} — амплитуда изменений болометрической светимости звезды на внешней границе гидродинамической модели, M_2 , $\lg(L_2/L_\odot)$ и $\lg(T_{\text{eff},2})$ — масса, логарифм светимости и логарифм эффективной температуры спутника гелиевой звезды соответственно.

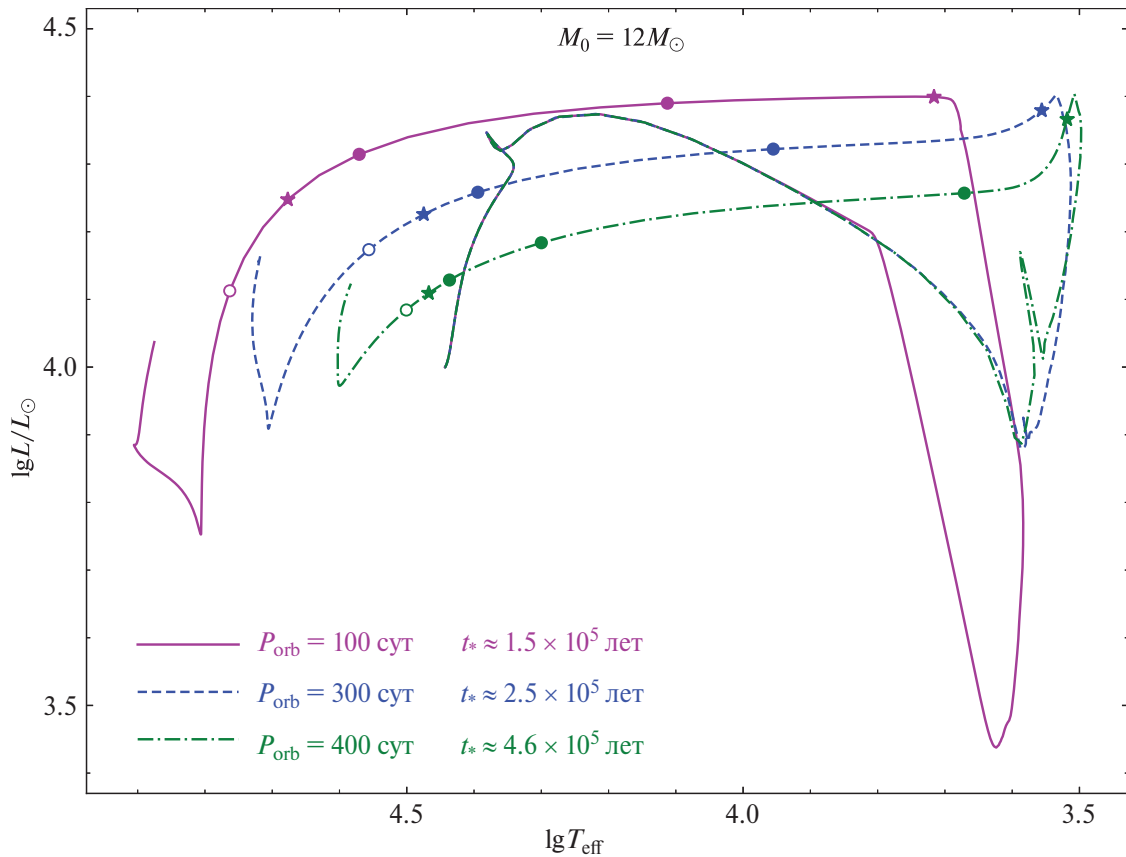


Рис. 1. Эволюционные треки первичных компонентов ТДС с исходной массой $12M_{\odot}$ в системах с начальным орбитальным периодом 100 сут (сплошная линия), 300 сут (штриховая линия), 400 сут (штрихпунктирная линия). Звездочками на треках отмечены начало горения He в ядре (в холодной области диаграммы) и завершение стадии пульсаций (в горячей области). Заполненными и незаполненными кружками отмечены, соответственно, пульсирующие и устойчивые модели; t_* — продолжительность стадии пульсаций.

данных эволюционной модели посредством нелинейного интерполирования кубическими сплайнами. Таким образом, гидродинамическая модель звездных пульсаций оказывается полностью согласованной с моделью эволюционной последовательности как по значениям физических переменных, так и по распределению содержания химических элементов вдоль пространственной координаты. Внутренняя граница гидродинамической модели в зависимости от строения звезды фиксировалась в слоях с температурой $10^7 \text{ K} \lesssim T \lesssim 2.5 \times 10^7 \text{ K}^2$. Таким образом, при решении уравнений гидродинамики генерация энергии в реакциях термоядерного синтеза не рассматривалась, а в качестве одного из внутренних граничных условий использовалось условие $L_0 = L$, где L_0 — светимость на внутренней границе гидродинамической модели, L — светимость модели эволюционной последовательности.

Решение задачи Коши для уравнений гидродинамики описывает самовозбуждающиеся звездные

пульсации, которые возникают вследствие малых гидродинамических возмущений, и где роль начальных возмущений играют ошибки интерполирования. При таком подходе интегрирование уравнений гидродинамики приводит к решениям двух видов. В одном случае, если звезда устойчива относительно радиальных пульсаций, решение описывает затухающие колебания. В другом случае решением являются колебания с экспоненциально возрастающей амплитудой. Каппа-механизм пульсационной неустойчивости связан с зонами частичной ионизации, где непрозрачность звездного вещества увеличивается пропорционально температуре газа. Прекращение роста амплитуды колебаний с последующим переходом к колебаниям предельного цикла (насыщение κ -механизма) происходит вследствие приближения газа к состоянию полной ионизации, когда дальнейшее сжатие газа сопровождается уменьшением коэффициента поглощения (Кристи, 1966; Кокс и др., 1966). При нелинейных колебаниях большой амплитуды условие повторяемости колебаний предельного цикла выполняется с ограниченной точностью, однако оценка амплитуды, полу-

²Предшественниками рассматриваемых звезд являются звезды с массами $\gtrsim 12M_{\odot}$, и горение водорода у них происходит в реакциях горячего CNO-цикла при температуре $T \sim 4 \times 10^7 \text{ K}$.

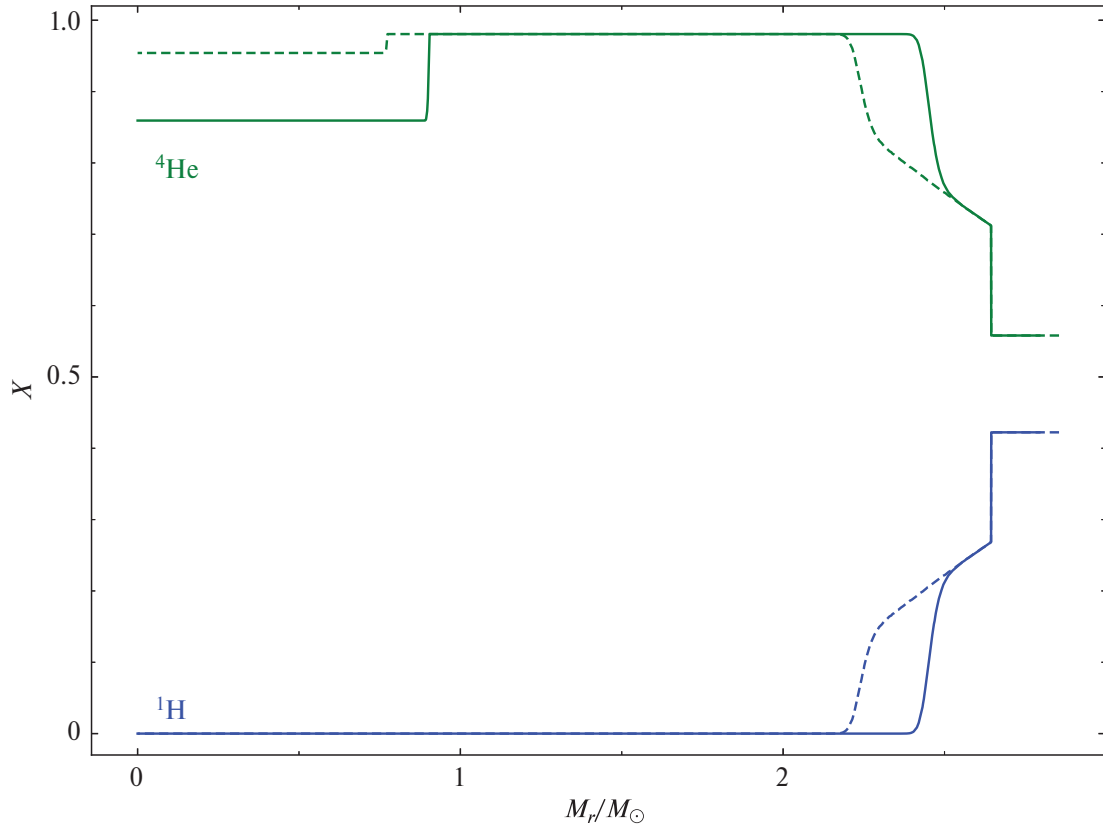


Рис. 2. Профили распределения массовых долей гелия и водорода в раздутой звезде в начале горения гелия в ядре (штриховые линии) и на границе пульсационной неустойчивости.

ченная осреднением по большому числу циклов колебаний, остается неизменной.

Определение периода колебаний гидродинамической модели П проводилось с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений:

$$E_K(t) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N U_j(t) \Delta M_j,$$

где $U_j(t)$ и ΔM_j — скорость течения газа и масса лагранжева интервала в j -м слое, $N = 400$ — число лагранжевых интервалов. Интервал времени, в пределах которого рассчитывалась величина $E_K(t)$, охватывал несколько сотен циклов пульсаций, поэтому погрешность определения периода П составляла менее одного процента.

Основные характеристики гидродинамических моделей приведены в табл. 1: П — период колебаний, $\eta = P d \ln E_K / dt$ — темп роста ($\eta > 0$) или затухания ($\eta < 0$) кинетической энергии пульсаций E_K , амплитуда изменения скорости течения газа ΔU_s и болометрического блеска ΔM_{bol} на внешней границе модели.

Для иллюстрации результатов расчетов нелинейных звездных пульсаций на рис. 3 приведены графики изменения болометрического блеска и скорости течения газа на внешней границе трех гидродинамических

моделей эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 12 M_{\odot}$, $P_{orb} = 400$ сут. Для удобства графического представления величина δM_{bol} отсчитывается от среднего (равновесного) болометрического блеска эволюционной модели звезды.

Как показывает рис. 3, несмотря на значительную амплитуду радиальной скорости газа на поверхности ($\Delta U_s \sim 200$ км/с), амплитуда изменения блеска не превосходит половины звездной величины, что существенно отличает пульсирующие гелиевые звезды, например, от классических цефеид. Основная причина такого различия связана с отсутствием зоны ионизации водорода вследствие высокой эффективной температуры пульсирующих гелиевых звезд. Возрастание амплитуды изменения блеска ΔM_{bol} с увеличением эффективной температуры обусловлено смещением зон ионизации гелия к поверхности, где амплитуда радиального смещения наиболее велика. Следует заметить, что с увеличением эффективной температуры гелиевой звезды уменьшается масса зон ионизации гелия. В конечном счете, с увеличением T_{eff} происходит внезапное прекращение пульсаций, когда суммарная механическая работа $\oint P dV$ совершаемая за цикл колебаний в слоях частично ионизованного гелия, оказывается меньше суммарной механической работы, производимой за цикл в более глубоких слоях полностью ионизованного газа, в которых происхо-

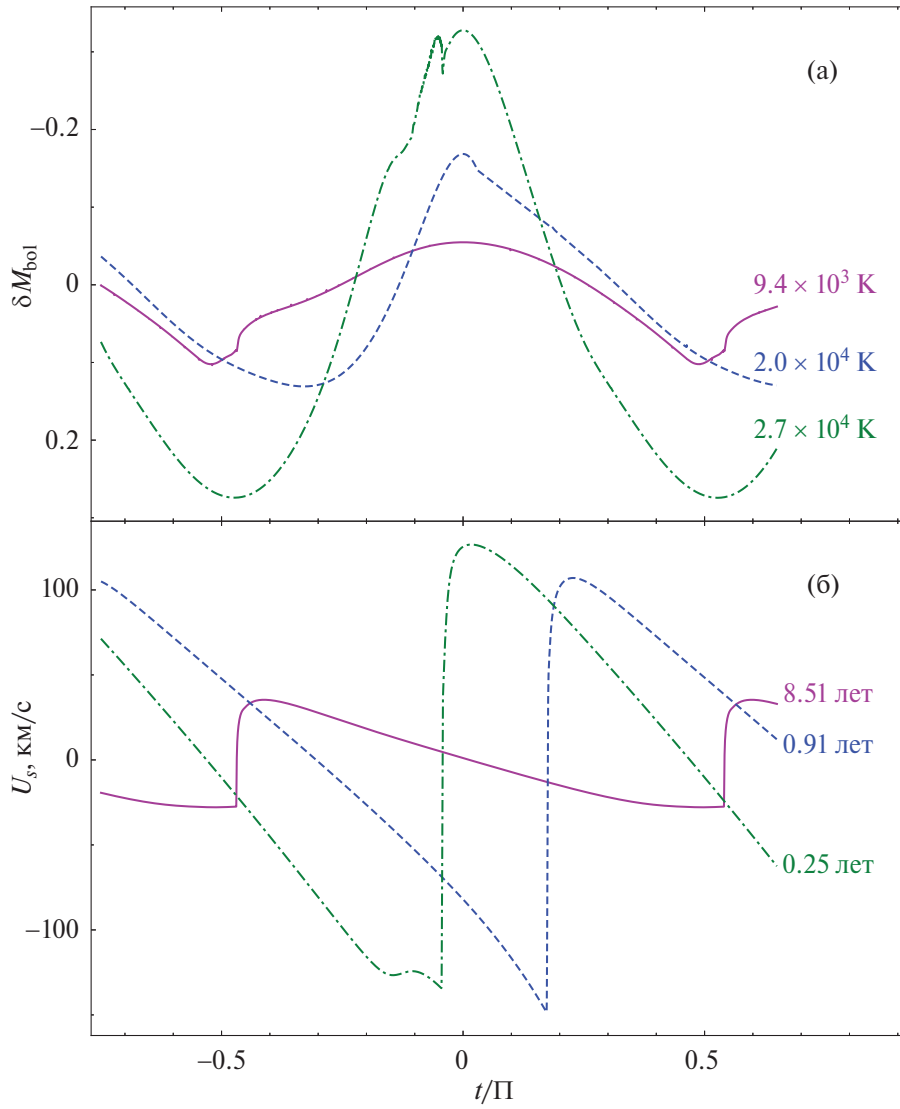


Рис. 3. Изменения болометрического блеска (а) и скорости течения газа на внешней границе (б) для трех гидродинамических моделей эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 12M_{\odot}$, $P_{\text{orb}} = 400$ сут. Справа около кривых приведены значения равновесной эффективной температуры (а) и периода радиальных пульсаций (б).

дит подавление пульсаций. Для моделей эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 12M_{\odot}$, $P_{\text{orb}} = 400$ сут, представленных на рис. 3, высокотемпературная граница области пульсационной неустойчивости соответствует эффективной температуре $T_{\text{eff}} \approx 3 \times 10^4$ K. К этому моменту температура в центре гелиевого ядра достигает 1.6×10^8 K, энерговыделение на единицу массы гелия в центре звезды составляет $\sim 40\%$ максимума энерговыделения в центре слоевого источника горения водорода. Горение He начинает заменять горение H как основной источник светимости звезды.

4. ЧИСЛЕННОСТЬ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД

На рис. 4 показано распределение численности гелиевых звезд с массами $(1-7)M_{\odot}$ на диаграмме ГР (Юнгельсон и др., 2024). Область, занимаемую пуль-

сирующими звездами, можно приблизительно ограничить линией равных радиусов $R \approx 4R_{\odot}$, т.е. она захватывает не только “раздутые обнаженные звезды” по определению Дутты и Кленцкого (2024), но и звезды, у которых существенную роль начинает играть горение He в ядре. Современная численность пульсирующих звезд при скорости звездообразования в Галактике $2M_{\odot}/\text{год}$ (Чомюк и Пович, 2011) составляет ≈ 1000 , т.е. около $(25-30)\%$ всех гелиевых звезд с массами от 2 до $7M_{\odot}$.

Отметим, что галактические обнаженные гелиевые звезды с $\lg(T_{\text{eff}}) \gtrsim 4.4$ и $\lg(L/L_{\odot}) \gtrsim 4.9$ отождествляются с звездами Вольфа–Райе азотной последовательности (см., например, Шенар и др., 2020б).

В нашей работе учитывались только звезды, сформировавшиеся в результате устойчивого обмена веществом. Возможность образования He-звезд в ре-

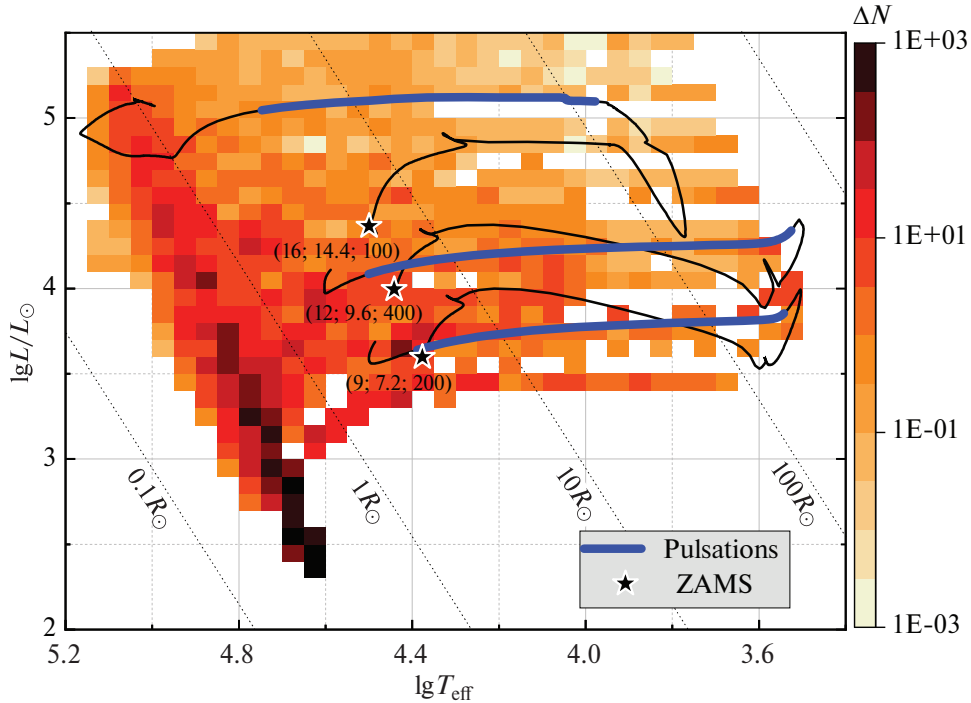


Рис. 4. Гелиевые звезды на диаграмме ГР (Юнгельсон и др., 2024). В тоновой шкале показана численность звезд в ячейках $\Delta(\lg(T_{\text{eff}})) \times \Delta(\lg(L/L_{\odot})) = 0.05 \times 0.1$. Сплошными линиями показаны примеры эволюционных треков звезд, для которых проведены расчеты пульсаций (см. табл. 1). Для них указаны исходные массы компонентов и орбитальные периоды. Синим цветом выделены участки треков, на которых возможны пульсации.

зультате эволюции в общих оболочках не рассматривалась ввиду отсутствия теоретических представлений относительно строения звезд, “выживших” в общих оболочках. Это обстоятельство ограничивает исходные периоды предшественников гелиевых звезд в ТДС (200–500) сут в зависимости от исходной массы и q и, возможно, занижает их численность. Используя “стандартные”, но фактически произвольные значения так называемой эффективности общих оболочек и параметра энергии связи оболочки звезды $\alpha = 1$ и $\lambda = 0.5$ соответственно, Ховис-Афлербах и др. (2024) оценили, что доля гелиевых звезд, формирующихся в общих оболочках, не превышает $\approx 20\%$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе найден новый класс пульсирующих звезд — гелиевые звезды с массой $(2-7) M_{\odot}$, сформировавшиеся в результате устойчивой потери вещества в ТДС в так называемом случае В обмена веществом (заполнение полости Роша более массивным компонентом системы на стадии горения водорода в слоевом источнике). Гелиевые звезды пульсируют, начиная с момента отделения от полости Роша и пока их эффективная температура составляет $T_{\text{eff}} \lesssim (2.5-5) \times 10^4$ К. Верхний предел эффективных температур возрастает с увеличением массы звезды. Характерные значения периода колебаний P заключены в пределах от нескольких часов до нескольких суток.

Численность пульсирующих гелиевых звезд в Галактике оценивается как ≈ 1000 .

Пульсации возбуждаются κ -механизмом, обусловленным максимумом непрозрачности при ионизации гелия. Примечательно, что у массивных звезд этот механизм работает в области красных гигантов, в то время как у гелиевых звезд область его действия образует своего рода “полосу”, захватывающую как область красных гигантов, так и часть диаграммы ГР, включающую НГП и, частично, более горячую область, т.е. зону, в которой действие κ -механизма обычно обусловлено возрастанием непрозрачности при ионизации железа в гораздо более глубоких слоях звезды (например, у звезд типа β Cep).

Отличительной чертой колебаний является значительная амплитуда (до нескольких сотен км/с) изменения скорости течения газа на внешней границе при амплитуде изменения болометрического блеска ΔM_{bol} не более одной звездной величины. Вместе с высокой эффективной температурой пульсирующих гелиевых звезд ($10^4 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 5 \times 10^4 \text{ K}$) полученные выше оценки P , ΔM_{bol} и ΔU_r могут быть использованы в качестве критерия, на основании которого обнаруженная переменная звезда может быть классифицирована как обнаженная гелиевая звезда, внешние слои которой были потеряны на стадии заполнения ею полости Роша. Также значительные изменения скорости течения газа во внешних слоях пульси-

рующей звезды предполагают возникновение периодических ударных волн в звездной атмосфере. Принимая во внимание относительно высокое содержание водорода (см. табл. 1) в оболочках рассмотренных моделей гелиевых звезд, можно ожидать, что одним из индикаторов нелинейных звездных пульсаций будут эмиссионные линии водорода, возникающие на фронте ударной волны в течение каждого цикла колебаний вблизи максимума блеска.

Следует отметить, что пульсирующие гелиевые звезды могут быть компонентами ТДС с орбитальными периодами, достигающими 7–8 лет, а их спутниками могут быть звезды типа Ве.

Авторы выражают благодарность К.А. Постнову за внимание к работе и полезные советы. Они также признательны рецензентам за критические замечания, позволившие исправить неточности и улучшить изложение материала. Работа А.Г. Куранова выполнена в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боденштайнер и др. (J. Bodensteiner, T. Shenar, L. Mahy, M. Fabry, P. Marchant, M. Abdul-Masih, G. Banyard, D.M. Bowman, K. Dsilva, A.J. Frost, C. Hawcroft, M. Reggiani, and H. Sana), *Astron. Astrophys.* **641**, A43 (2020).
- Ван и др. (L. Wang, D.R. Gies, G.J. Peters, and Z. Han), *Astron. J.* **165**, 203 (2023).
- Вилласеньор и др. (J.I. Villaseñor, D.J. Lennon, A. Picco, T. Shenar, P. Marchant, N. Langer, P.L. Dufton, F. Nardini, C.J. Evans, J. Bodensteiner, S.E. de Mink, Y. Götberg, Y. I. Soszyński, W.D. Taylor, and H. Sana), *MNRAS* **525**, 5121 (2023).
- Вусли и др. (S. Woosley, N. Langer, and T.A. Weaver) *Astrophys. J.* **448**, 315 (1995).
- Гёрберг и др. (Y. Götberg, S.E. de Mink, J.H. Groh, T. Kupfer, P.A. Crowther, E. Zapartas, and M. Renzo), *Astron. Astrophys.* **615**, A78 (2018).
- Гёрберг и др. (Y. Götberg, M.R. Drout, A.P. Ji, J.H. Groh, B.A. Ludwig, P.A. Crowther, N. Smith, A. de Koter, and S.E. de Mink), *Astrophys. J.* **959**, 125 (2023).
- Джермин и др. (A.S. Jermyn, E.B. Bauer, J. Schwab, R. Farmer, W.H. Ball, E.P. Bellinger, A. Dotter, M. Joyce, P. Marchant, J.S.G. Mombarg, W.M. Wolf, T.L. Sunny Wong, G.C. Cinquegrana, E. Farrell, R. Smolec, A. Thoul, M. Cantiello, F. Herwig, O. Toloza, L. Bildsten, R.H.D. Townsend, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **265**, 15 (2023).
- Джианноне, Джианнуци (P. Giannone and M.A. Giannuzzi), *Astron. Astrophys.* **19**, 298 (1972).
- Дроут и др. (M.R. Drout, Y. Götberg, B.A. Ludwig, J.H. Groh, S.E. de Mink, A.J.G. O'Grady, and N. Smith), *Science* **382**, 1287 (2023).
- Дутта, Кленцкий (D. Dutta and J. Klencki), *Astron. Astrophys.* **687**, A215 (2024).
- Зак и др. (J. Zak, D. Jones, H.M.J. Boffin, P.G. Beck, J. Klencki, J. Bodensteiner, T. Shenar, H. Van Winckel, K. Arellano-Córdova, J. Viuhö, P. Sowicka, E.W. Guenther, and A. Hatzes), *MNRAS* **524**, 5749 (2023).
- Зюлковский (J. Ziolkowski), *Acta Astron.* **20**, 213 (1970).
- Ибен, Тутуков (I. Iben Jr. and A.V. Tutukov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **58**, 661 (1985).
- Ибен, Тутуков (I. Iben Jr. and A.V. Tutukov), *Astrophys. J.* **313**, 727 (1987).
- Иррганг и др. (A. Irrgang, N. Przybilla, and G. Meynet), *Nat. Astron.* **6**, 1414 (2022).
- Киппенхан, Вайрепт (R. Kippenhahn and A. Weigert), *Zeitschrift fuer Astrophys.* **65**, 25 (1967a).
- Киппенхан и др. (R. Kippenhahn, K. Kohl., and A. Weigert), *Zeitschrift fuer Astrophys.* **66**, 58 (1967b).
- Клемент и др. (R. Klement, T. Rivinius, D.R. Gies, D. Baade, A. Merand, J.D. Monnier, G.H. Schaefer, C. Lanthermann, N. Anugu, S. Kraus, and T. Gardner), *Astrophys. J.* **962**, 70 (2024).
- Кокс и др. (J.P. Cox, A.N. Cox, K.H. Olsen, D.S. King, and D.D. Eilers), *Astrophys. J.* **144**, 1038 (1966).
- Кристи (R.F. Christy), *Astrophys. J.* **144**, 108 (1966).
- Куфюс (R. Kuhfuß), *Astron. Astrophys.* **160**, 116 (1986).
- Леннон и др. (D.J. Lennon, J. Maíz Apellániz, A. Irrgang, R. Bohlin, S. Deustua, P.L. Dufton, S. Simón-Díaz, A. Herrero, J. Casares, T. Muñoz-Darias, S.J. Smartt, J.I. González Hernández, and A. de Burgos), *Astron. Astrophys.* **649**, A167 (2021).
- Назе, Pay (Y. Nazé and G. Rauw), *arXiv:2503.08190* (2025).
- Пакет (W. Packet), *Astron. Astrophys.* **102**, 17 (1981).
- Пачинский (B. Paczyński), *Acta Astron.*, **17**, 355 (1967).
- Рамачандран и др. (V. Ramachandran, J. Klencki, A.A.C. Sander, D. Pauli, T. Shenar, L.M. Oskinova, and W.-R. Hamann), *Astron. Astrophys.* **674**, L12 (2023).
- Рамачандран и др. (V. Ramachandran, A.A.C. Sander, D. Pauli, J. Klencki, F. Backs, F. Tramper, M. Bernini-Peron, P. Crowther, W.-R. Hamann, R. Ignace, R. Kuiper, M.S. Oey, L.M. Oskinova, T. Shenar, H. Todt, J.S. Vink, L. Wang, and A. Wofford), *Astron. Astrophys.* **692**, A90 (2024).
- Ривиниус и др. (T. Rivinius, R. Klement, S.D. Chojnowski, D. Baade, M. Abdul-Masih, N. Przybilla, J. Guarro Fló, B. Heathcote, P. Hadrava, P.D. Gies, K. Shepard, C. Buil, O. Garde, O. Thizy, J.D. Monnier, N. Anugu, C. Lanthermann, G. Schaefer, C. Davies, and S. Kraus), *Astron. Astrophys.* **694**, A172 (2025).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 342 (2013). [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
- Фадеев Ю.А., Новикова М.Ф. Письма в Астрон. журн. **29**, 592 (2003). [Yu.A. Fadeyev, M.F. Novikova, *Astron. Lett.* **29**, 522 (2003)].
- Хабертс (G.M.H. J.Habets), *Astron. Astrophys.* **165**, 95 (1986).
- Харли и др. (J.R. Hurley, C.A. Tout, and O.R. Pols) *MNRAS* **329**, 897 (2002).
- Хебер (U. Heber), *arXiv:2410.11663* (2024).

34. Ховис-Афлербах и др. (B. Hovis-Afflerbach, Y Götberg, A. Schootemeijer, J. Klencki, A.L. Strom, B.A. Ludwig, and M.R. Drout), arXiv:2412.05356 (2024).
35. Чомюк, Пович (L. Chomiuk and M.S. Povich), *Astron. J.* **142**, 197 (2011).
36. Шао, Ли (Y. Shao and X.-D. Li), *Astrophys. J.* **908**, 67 (2021).
37. Шенар и др. (T. Shenar, J. Bodensteiner, M. Abdul-Masih, M. Fabry, L. Mahy, P. Marchant, G. Banyard, D.M. Bowman, K. Dsilva, C. Hawcroft, M. Reggiani, and H. Sana), *Astron. Astrophys.* **639**, L6 (2020a).
38. Шенар и др. (T. Shenar, A. Gilkis, J.S. Vink, H. Sana, and A.A.C. Sander), *Astron. Astrophys.* **634**, A79 (2020b).
39. Эль-Бадри, Куатаэрт (K. El-Badry and E. Quataert), *MNRAS* **502**, 343 (2021).
40. Эль-Бадри, Бэрдж (K. El-Badry and K.B. Burdge), *MNRAS* **511**, 24 (2022).
41. Эль-Бадри и др. (K. El-Badry, C. Conroy, E. Quataert, H.—W. Rix, J. Labadie—Bartz, T. Jayasinghe, T. Thompson, P. Cargile, K.G. Stassun, and I. Ilyin), *MNRAS* **516**, 3602 (2022).
42. Юнгельсон и др. (L. Yungelson, A. Kuranov, K. Postnov, K.M. Kuranova, L.M. Oskinova, and W.-R. Hamann), *Astron. Astrophys.* **683**, A37 (2024).