

ЭФФЕКТЫ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ПРИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ ЦЕФЕИД

© 2021 г. Ю. А. Фадеев^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 13.05.2021 г.; принята к публикации 13.05.2021 г.

Методами нелинейной теории звездных пульсаций исследуется переключение моды колебаний цефеид в зависимости от массы звезды на главной последовательности M_0 и содержания элементов тяжелее гелия Z . Сетка эволюционных и гидродинамических моделей цефеид, находящихся на стадии термоядерного горения гелия в ядре, представлена 30 эволюционными последовательностями звезд с начальной массой $5.7 M_{\odot} \leq M_0 \leq 7.2 M_{\odot}$ и $Z = 0.014, 0.018$ и 0.022 . Для рассмотренного набора значений Z периоды фундаментальной моды и первого обертона, при которых происходит переключение моды колебаний, изменяются в зависимости от массы цефеиды как функции средней плотности звездного вещества. Верхнее предельное значение периода пульсаций в первом обертоном убывает с увеличением Z от ≈ 6.9 сут при $Z = 0.014$ до ≈ 4.1 сут при $Z = 0.022$. Теоретическая зависимость период–радиус не обнаруживает какой-либо зависимости от Z и находится в хорошем согласии (в пределах 2.5%) с результатами современных измерений радиусов цефеид методом Бааде–Весселинка. На основании опубликованных наблюдательных оценок периода и скорости изменения периода определены фундаментальные параметры короткопериодической цефеиды CG Cas, которая, как показано, пульсирует в первом обертоном.

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

DOI: 10.31857/S0320010821060036

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в Общем каталоге переменных звезд (Самусь и др., 2017) насчитывается около 640 цефеид — пульсирующих переменных типа δ Сер с обозначениями DCEP и DCEPS. Периоды изменения блеска этих звезд находятся в интервале от ≈ 2 сут до нескольких десятков дней. Все цефеиды с периодом $\Pi > 7$ сут пульсируют в фундаментальной моде, тогда как при $\Pi < 7$ сут переменность многих цефеид связана с колебаниями в первом обертоном. К сожалению, общих для всех цефеид пороговых значений периода фундаментальной моды и первого обертона, при которых происходит переключение моды колебаний (как, например, в пульсирующих переменных типа RR Lyr), не существует. Из-за этого обстоятельства установление моды колебаний цефеид с периодами $5 \text{ сут} \lesssim \Pi \lesssim 7 \text{ сут}$ связано со значительными неопределенностями. Отсутствие критерия определения моды колебаний является причиной ошибок при построении зависимостей период–радиус и период–светимость, так как для цефеид,

пульсирующих в фундаментальной моде и в первом обертоном, эти зависимости описываются разными соотношениями (Ферни 1968; Бём–Витензе, 1988, 1994; Сачков, 2002). Одно из возможных решений, позволяющих сформулировать необходимый критерий, основывается на разложении наблюдаемой кривой блеска в ряд Фурье (Антонелло, Поретти, 1986), однако этот метод применим лишь в немногих случаях высокоточных фотометрических измерений.

Значения периодов фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* , при которых происходит переключение моды колебаний, с хорошей точностью описываются как функции средней плотности звездного вещества $\bar{\rho} = M / (\frac{4}{3}\pi R^3)$, где M и R — масса и радиус цефеиды (Фадеев, 2020). Этот вывод основывается на результатах согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, которые были получены для моделей цефеид с массой на главной последовательности $5.1 M_{\odot} \leq M_0 \leq 6.1 M_{\odot}$ при содержании элементов тяжелее гелия (металлов) $Z = 0.02$. Однако современные оценки величины галактического градиента индекса металличности, основанные на спектральных наблюдениях цефеид, составляют

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

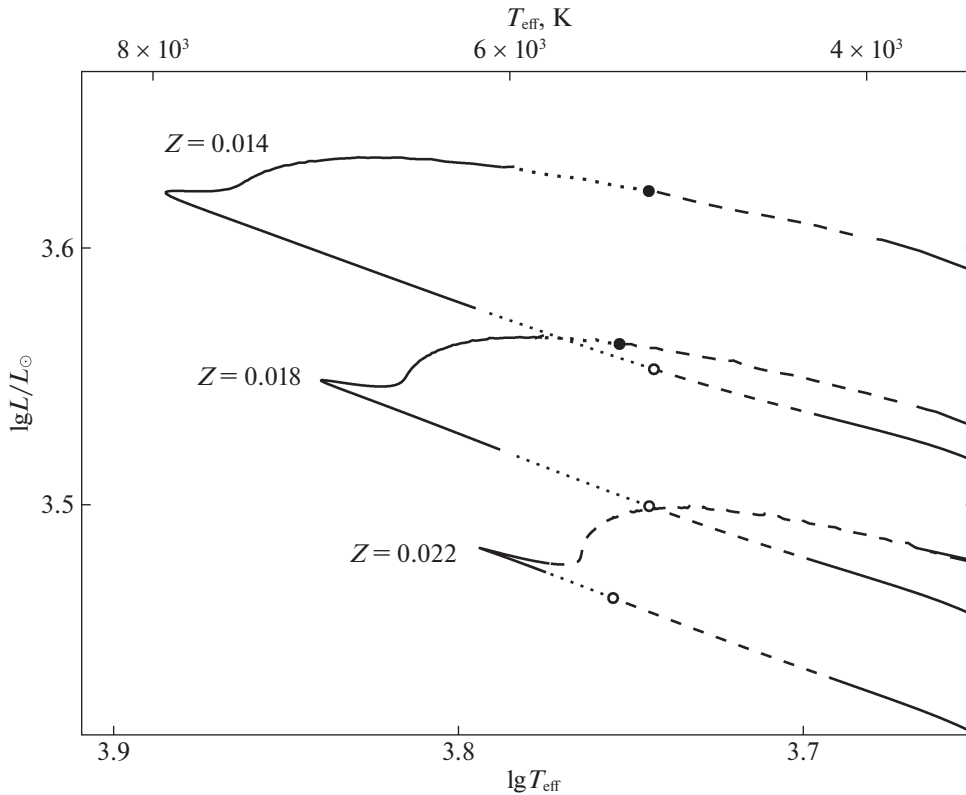


Рис. 1. Эволюционные треки звезд с начальной массой $M_0 = 6.2 M_\odot$ при содержании металлов $Z = 0.014, 0.018$ и 0.022 в окрестности полосы нестабильности цефеид. Сплошными линиями показаны участки трека, в пределах которых звезда устойчива относительно радиальных пульсаций. Отрезки эволюционного трека, соответствующие колебаниям в фундаментальной моде и в первом обертоне, показаны штриховыми и пунктирными линиями. Пустые и заполненные кружки соответствуют переключению моды колебаний во время второго и третьего пересечений полосы нестабильности.

$d[\text{Fe}/\text{H}]/dR_G \approx -0.06 \text{ кпк}^{-1}$ (Андреевский и др., 2002; Лемаль и др., 2008; Лак, Ламберт, 2011; Лак и др., 2011; Дженовали др., 2014; Миннити и др., 2020), что указывает на значительные изменения содержания металлов Z как функции галактоцентрического расстояния цефеиды R_G . Таким образом, характер зависимостей $\Pi_0^*(\bar{\rho})$ и $\Pi_1^*(\bar{\rho})$ при других значениях Z остается неопределенным.

Целью данной работы является определение зависимостей $\Pi_0^*(\bar{\rho})$ и $\Pi_1^*(\bar{\rho})$ для цефеид с содержаниями металлов $Z = 0.014, 0.018$ и 0.022 . В качестве начальных условий, необходимых для решения уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих нелинейные звездные пульсации, используется сетка эволюционных треков, которые рассчитываются от главной последовательности нулевого возраста до исчерпания гелия в ядре. Эволюционные треки охватывают интервал значений начальной массы $5.7 M_\odot \leq M_0 \leq 7.2 M_\odot$ с шагом по массе $\Delta M_0 = 0.1 M_\odot$. Предполагается, что начальное относительное массовое содержание гелия составляет $Y = 0.28$.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЦЕФЕИД

Как и в предшествующей работе автора (Фадеев, 2020), начальные условия для решения уравнений гидродинамики, описывающих звездные пульсации, были представлены отдельными моделями эволюционных последовательностей, расчеты которых были выполнены с использованием программы MESA версии 12778 (Пакстон и др., 2019). Конвективное перемешивание звездного вещества рассматривалось в рамках стандартной теории Бём-Витензе (1958) при отношении длины пути перемешивания к шкале высот по давлению $\alpha_{\text{MLT}} = \Lambda/H_p = 1.6$. Дополнительное перемешивание на границах конвективной неустойчивости рассчитывалось по формуле Хервига (2000) при значениях параметров $f = 0.014, f_0 = 0.004$. Учет эффектов полуконвекции проводился согласно Лангеру и др. (1985) при значении коэффициента $\alpha_{\text{sc}} = 0.1$ в выражении для коэффициента диффузии D_{sc} .

Для предотвращения неравномерного роста конвективного ядра и образования ложных петель

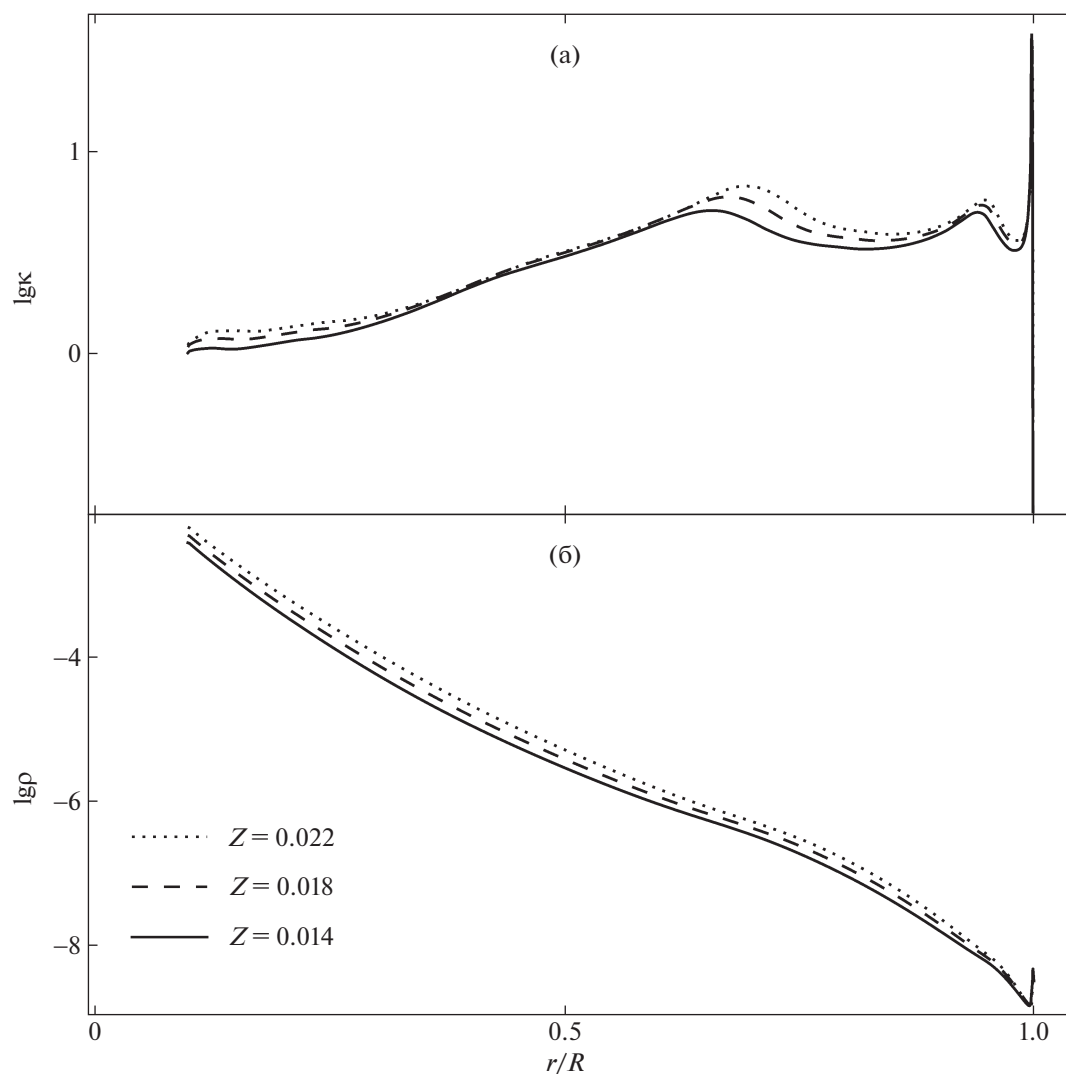


Рис. 2. Коэффициент непрозрачности κ (а) и плотность газа ρ (б) как функции радиального расстояния от центра r в гидростатически равновесных моделях звезд при переключении моды колебаний во время второго пересечения полосы неустойчивости. Сплошные, штриховые и пунктирные линии соответствуют содержаниям металлов $Z = 0.014$, 0.018 и 0.022 . R — радиус внешней границы эволюционной модели звезды.

эволюционного трека на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (ГР) эволюционные расчеты стадии термоядерного горения гелия в ядре проводились с использованием опции ‘conv_remix_avoid_increase’. Достаточно малой амплитуды скачков центрального содержания гелия удалось достигнуть за счет значительного увеличения числа массовых зон эволюционной модели ($N \sim 4 \times 10^4$) при одновременном сокращении шага по времени до $\Delta t_{ev} = 10^3$ лет.

Решение уравнений нуклеосинтеза проводилось с использованием сетки реакций, состоящей из 26 изотопов от водорода ^1H до магния ^{24}Mg , которые связаны между собой 81 реакцией. Скорости термоядерных реакций рассчитывались с использованием базы данных JINA Reaclib (Сайбурт и

др., 2010). Потеря массы вследствие звездного ветра учитывалась по формуле Раймерса (1975) при значении параметра $\eta_R = 0.3$.

Роль содержания металлов в эволюции цефеид иллюстрируется на рис. 1, где показаны эволюционные треки на диаграмме ГР в окрестности второго и третьего пересечений полосы неустойчивости звездами с начальной массой $M_0 = 6.2 M_\odot$ и $Z = 0.014$, 0.018 , 0.022 . Участки эволюционного трека, в пределах которых звезда неустойчива относительно колебаний в фундаментальной моде и в первом оберлоне, показаны штриховыми и пунктирными линиями соответственно.

Различия между эволюционными треками, приведенными на рис. 1, связаны прежде всего с возрастанием непрозрачности и плотности газа в

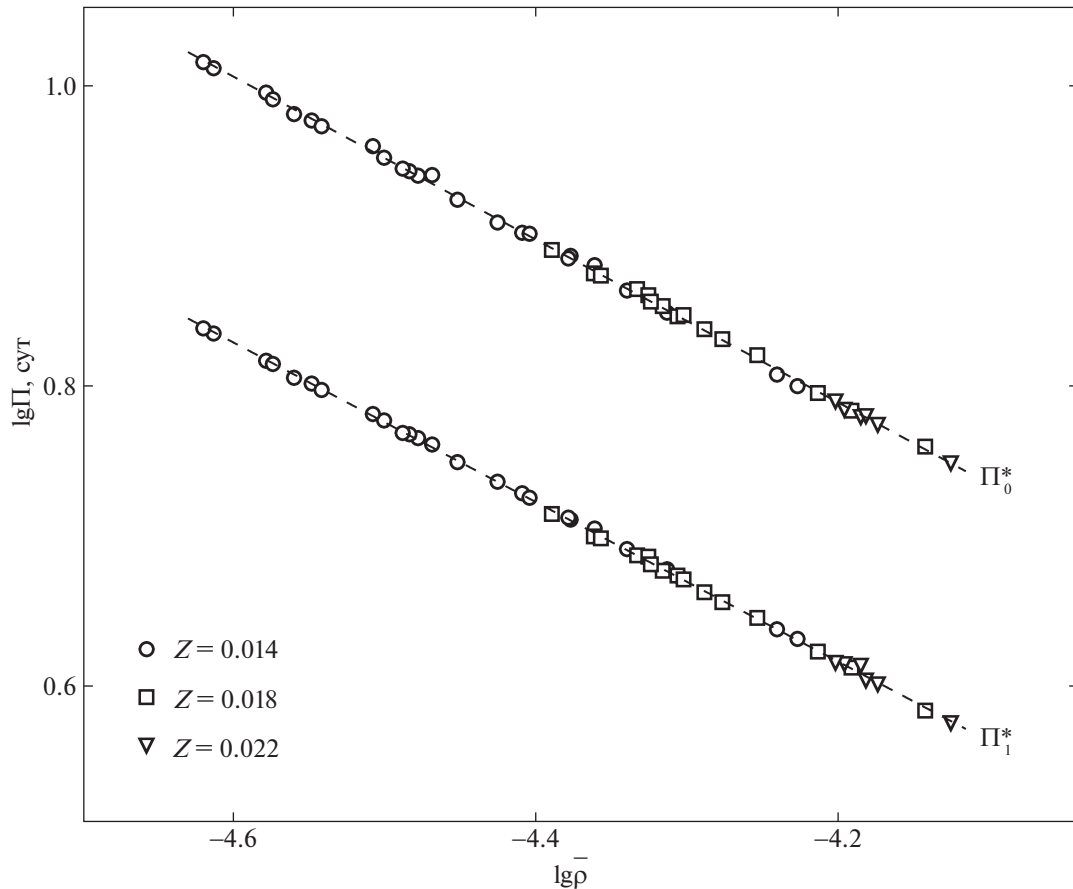


Рис. 3. Периоды фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* при переключении моды колебаний как функции средней плотности звездного вещества $\bar{\rho}$ при $Z = 0.014$ (открытые кружки), $Z = 0.018$ (открытые квадраты) и $Z = 0.022$ (открытые треугольники). Штриховыми линиями показаны аппроксимирующие соотношения (1) и (2).

оболочке пульсирующей звезды, которое происходит при увеличении Z . На рис. 2 показаны графики радиальных зависимостей коэффициента непрозрачности κ и плотности вещества ρ в оболочке звезды в состоянии гидростатического равновесия для трех моделей цефеид с различными значениями Z . Эти модели находятся в точке переключения моды колебаний при втором пересечении полосы неустойчивости, на рис. 1 точки переключения отмечены пустыми кружками.

В рассмотренных моделях цефеид радиальное расстояние узла первого обертона составляет $r_n \approx 0.80R$, где R — радиус внешней границы модели в состоянии гидростатического равновесия. Для пульсаций звезды в первом обертоном необходимо, чтобы зона ионизации гелия, в которой происходит возбуждение колебаний, всегда находилась в слоях с радиусом $r > r_n$. Это условие не выполняется для эволюционной последовательности $Z = 0.022$, $M_0 = 6.2 M_\odot$ при третьем пересечении полосы неустойчивости, поэтому на всем отрезке эволюции между синей и красной границами поло-

сы неустойчивости звезда пульсирует в фундаментальной моде (рис. 1).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗВЕЗДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

В данной работе было рассчитано около 30 эволюционных последовательностей для звезд с начальными содержаниями металлов $Z = 0.014$, 0.018 , 0.022 и значениями начальной массы $5.7 M_\odot \leq M_0 \leq 7.1 M_\odot$. Отдельные модели каждой эволюционной последовательности, соответствующие второму и третьему пересечению полосы неустойчивости, использовались для определения начальных условий при решении уравнений радиационной гидродинамики и турбулентной конвекции. Обсуждение этих уравнений приводится в более ранней статье автора (Фадеев, 2013). Методы определения границ полосы пульсационной неустойчивости, периода пульсаций гидродинамической модели и возраста звезды при переключении моды колебаний описаны Фадеевым (2019). Зависимость периода пульсаций как функции

Таблица 1. Верхние предельные значения периодов фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* при переключении моды колебаний

Z	M_0/M_\odot	i	M/M_\odot	$\lg \bar{\rho}$	Π_0^* , сут	Π_1^* , сут
0.014	7.1	2	7.055	-4.620	10.312	6.868
	6.5	3	6.451	-4.578	9.844	6.536
0.018	6.5	2	6.469	-4.388	7.741	5.170
	6.2	3	6.162	-4.360	7.467	4.997
0.022	6.2	2	6.175	-4.200	6.142	4.118
	6.1	3	6.074	-4.194	6.063	4.111

времени эволюции $\Pi(t_{ev})$ на отрезке с непрерывным изменением периода аппроксимировалась алгебраическим полиномом 3-й степени.

Основной целью данной работы являлось определение периодов фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* при переключении моды колебаний для каждого пересечения полосы неустойчивости эволюционной последовательностью с заданными значениями Z и M_0 . Результаты расчетов показаны на рис. 3, где периоды Π_0^* и Π_1^* приведены как функции средней плотности вещества звезды $\bar{\rho}$. Как видно из этих графиков, в пределах ошибок определения значений периода полученные зависимости не зависят от Z и описываются соотношениями

$$\lg \Pi_0^* = -1.475 - 0.539 \lg \bar{\rho}, \quad (1)$$

$$\lg \Pi_1^* = -1.600 - 0.528 \lg \bar{\rho}. \quad (2)$$

Графики на рис. 3 иллюстрируют тот факт, что периоды колебаний фундаментальной моды и первого обертона при переключении моды колебаний возрастают с увеличением массы и радиуса цефеиды (т.е. с уменьшением $\bar{\rho}$) независимо от Z . Уменьшение средней плотности звездного вещества сопровождается увеличением протяженности зоны ионизации гелия, так что пульсации в первом оберлоне становятся невозможными, когда нижняя граница зоны ионизации достигает узла первого обертона. Как видно из рис. 3, область существования пульсаций в первом оберлоне (т.е. интервал значений $\Pi_1 < \Pi_1^*$) сокращается с увеличением Z .

Для большей наглядности в табл. 1 приведены основные характеристики моделей вблизи верхнего предела существования пульсаций в первом оберлоне. В первых трех столбцах даны значения содержания металлов Z , начальной массы цефеиды M_0 и номер пересечения полосы неустойчивости i . В четвертом и пятом столбцах даны значения массы звезды M и средней плотности вещества $\bar{\rho}$ при переключении моды колебаний, а в последних

двух колонках — предельные значения Π_0^* и Π_1^* . Следует заметить, что при втором пересечении полосы неустойчивости ($i = 2$) происходит переключение колебаний из фундаментальной моды в первый оберлон, тогда как при третьем пересечении ($i = 3$) — из первого обертона в фундаментальную моду.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД–РАДИУС

Прямые измерения радиусов пульсирующих звезд методом Бааде–Весселинка (Бааде, 1926; Весселинк, 1946) составляют основу определения зависимости период–радиус галактических цефеид, которая в настоящее время используется для калибровки зависимости период–светимость (Кервелла и др., 2004; Тэрнер, 2010; Молинарро и др., 2011; Лазовик, Расторгуев, 2020). Зависимость период–радиус строится для цефеид, пульсирующих в фундаментальной моде, а включение в нее цефеид, пульсирующих в первом оберлоне, производится пересчетом к периоду фундаментальной моды с помощью постоянного множителя. Например, Лазовик и Расторгуев (2020) для этой цели использовали значение множителя 1.41.

В общей сложности в данной работе было рассчитано 326 гидродинамических моделей цефеид, из которых 193 пульсируют в фундаментальной моде и 133 — в первом оберлоне. Определение периода пульсаций проводилось посредством дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений (Фадеев, 2013), причем для каждой модели вместе с периодом основной моды производилась оценка периода вторичной моды. При колебаниях в фундаментальной моде роль вторичной моды принадлежит первому оберлону, тогда как при колебаниях в первом оберлоне вторичной модой является фундаментальная мода. Отношение периодов фундаментальной моды и первого обертона для всех моделей независимо от

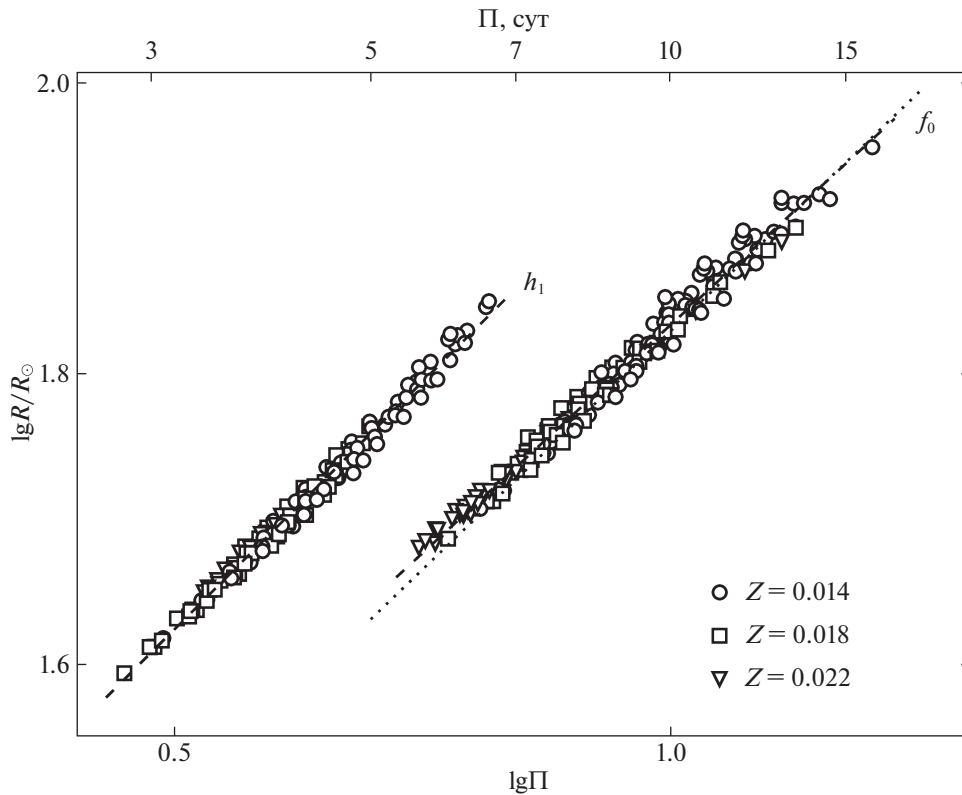


Рис. 4. Зависимости период–радиус, построенные по гидродинамическим моделям цефеид пульсирующим в фундаментальной моде (f_0) и в первом обертоне (h_1). Штриховыми линиями показаны соотношения (3) и (4). Пунктирной линией показана зависимость (5) Лазовика и Расторгуева (2020).

их положения относительно точки переключения моды колебаний составляет $\Pi_0/\Pi_1 \approx 1.50$.

На рис. 4 приведены зависимости период–радиус, построенные по результатам гидродинамических расчетов, проведенных в данной работе. Как и на рис. 3, приведенные на рис. 4 графики обнаруживают отсутствие какой-либо зависимости от Z , а все значения периода и радиуса концентрируются около прямых f_0 и h_1 , которые определяются соотношениями

$$\lg R/R_\odot = 1.203 + 0.631 \lg \Pi_0 \quad (3)$$

и

$$\lg R/R_\odot = 1.281 + 0.685 \lg \Pi_1, \quad (4)$$

где период пульсаций выражен в сутках.

Наименьшее значение периода фундаментальной моды рассмотренных моделей составляет $\Pi_0 = 5.59$ сут, тогда как наибольшее значение периода первого обертона $\Pi_1 = 6.57$ сут. Отношение периодов фундаментальной моды и первого обертона, полученное с помощью соотношений (3) и (4) при фиксированном значении радиуса R , находится в пределах $1.49 \leq \Pi_0/\Pi_1 \leq 1.56$. Как видно из рис. 4, отличие этих значений от $\Pi_0/\Pi_1 = 1.50$ обусловлено разбросом значений радиуса R относительно линии регрессии.

В последние годы предлагались различные модификации метода Бааде–Весселинка, направленные на повышение точности измерений радиуса цефеид, которые в конечном счете приводят к несколько различным видам эмпирической зависимости период–радиус. Краткий обзор этих методов приводится Лазовиком и Расторгуевым (2020). В данной работе сравнение теоретического соотношения период–радиус (3) было проведено с эмпирическими зависимостями, приведенными в работах Сачкова и др. (1998), Тэрнера и Бурке (2002), Кервеллы и др. (2004), Сорма и др. (2004), Грёневегена (2007), Молиаро и др. (2011), Галена и др. (2017), Лазовика и Расторгуева (2020). Наилучшее согласие было получено для зависимости период–радиус

$$\lg R/R_\odot = 1.17 + 0.66 \lg \Pi_0, \quad (5)$$

приведенной в работе Лазовика и Расторгуева (2020), которая показана на рис. 4 пунктирной линией. Для цефеид, пульсирующих в фундаментальной моде с периодом $\Pi = 5.6$ сут, различие между теоретической (3) и эмпирической (5) зависимостями не превосходит $\approx 2.6\%$, тогда как при периодах $\Pi \approx 15$ сут сокращается до $\approx 0.2\%$, так что

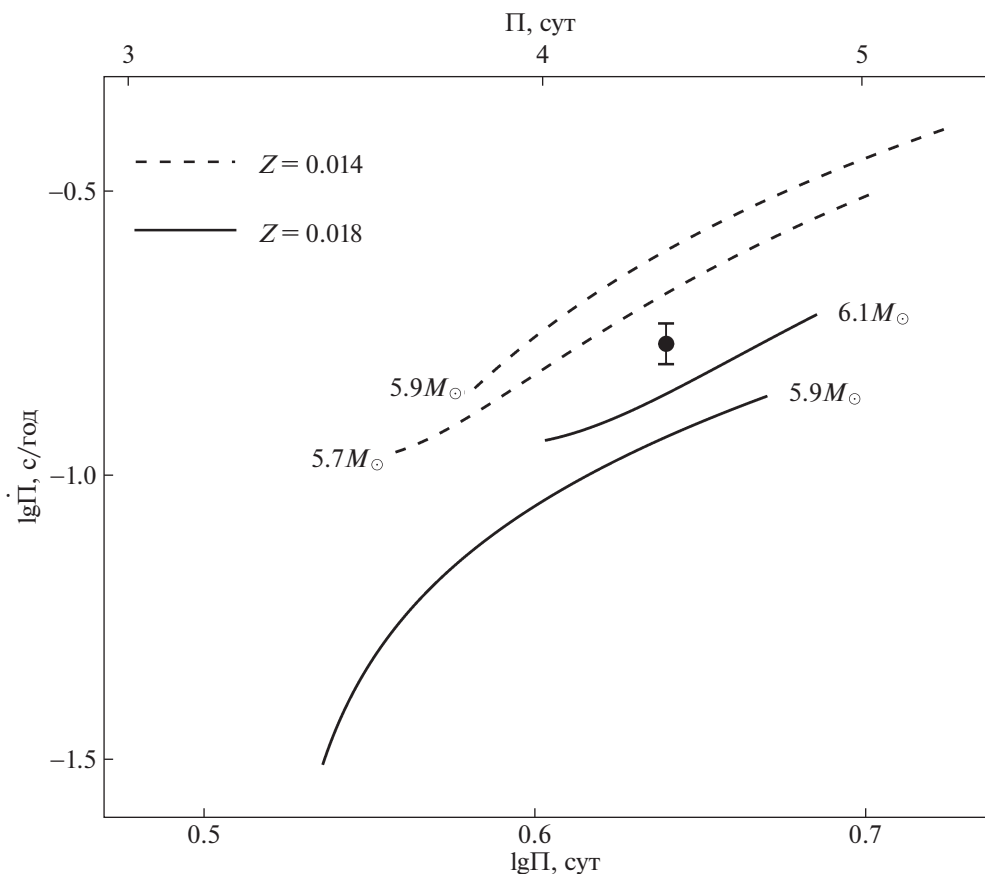


Рис. 5. Диаграмма период—скорость изменения периода для моделей цефеид, пульсирующих в первом обертоне, на стадии третьего пересечения полосы неустойчивости при $Z = 0.014$ (штриховые линии) и $Z = 0.018$ (сплошные линии). Около кривых указаны значения начальной массы M_0 . Заполненным кружком показаны наблюдательные оценки P и \dot{P} цефеиды CG Cas (Тэрнер и др., 2008).

на рисунке графики теоретической и эмпирической зависимостей практически сливаются.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЦЕФЕИДЫ CG Cas

Короткопериодическая цефеида CG Cas наблюдается в короне молодого рассеянного звездного скопления Berkeley 58 и представляет интерес с точки зрения использования ее характеристик для калибровки зависимости период—светимость. $O - C$ диаграмма CG Cas охватывает немногим более ста лет и описывается параболой, которая указывает на вековое возрастание периода со скоростью $\dot{P} = 0.170$ с/год (Тэрнер и др., 2008). Таким образом, существует возможность определения фундаментальных параметров этой цефеиды на основе согласованных теоретических расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций. Предпринятая ранее автором этой статьи (Фадеев, 2020) попытка определения фундаментальных параметров CG Cas на основе расчетов

эволюционных последовательностей при содержании металлов $Z = 0.02$ оказалась неудачной, поскольку верхний предел порогового значения периода первого обертона P_1^* оказался короче периода изменения блеска цефеиды.

Как видно из рис. 3 и рис. 4, в интервале значений содержания металлов $0.014 \leq Z \leq 0.022$ пульсации в фундаментальной моде с периодом $P = 4.3656$ сут исключены, так как нижний предел периода пульсаций в фундаментальной моде составляет $P_0^* = 5.59$ сут. Следовательно, согласие с наблюдениями следует искать в предположении, что звезда пульсирует в первом обертоне. На рис. 5 показаны графики скорости изменения периода пульсаций в первом обертоне как функции периода для цефеид на стадии третьего пересечения полосы неустойчивости при $Z = 0.014$ и $Z = 0.018$. Каждый график описывает эволюцию P и \dot{P} от высокотемпературной границы полосы неустойчивости до переключения моды колебаний из первого обертона в фундаментальную моду.

Как видно из рис. 5, графики, которые наиболее

Таблица 2. Фундаментальные параметры цефеиды CG Cas

Z	M_0/M_\odot	$t_{ev}, 10^6$ лет	M/M_\odot	L/L_\odot	R/R_\odot	T_{eff}, K	[Fe/H]
0.014	5.7	76.217	5.664	3075	52.16	5955	0.019
0.018	6.1	67.256	6.065	3429	53.39	6049	0.128

близко расположены к наблюдательным оценкам Π и $\dot{\Pi}$, представлены эволюционными последовательностями $Z = 0.014$, $M_0 = 5.7 M_\odot$ и $Z = 0.018$, $M_0 = 6.1 M_\odot$. Подстановка значения периода $\Pi = 4.3656$ сут в зависимость $\Pi(t_{ev})$ этих эволюционных последовательностей дает возраст звезды t_{ev} , а из результатов решения уравнений звездной эволюции — ее массу, радиус и светимость. Определенные таким образом фундаментальные параметры цефеиды CG Cas приведены в табл. 2. В последнем столбце табл. 2 приводятся значения индекса металличности [Fe/H], полученные пересчетом содержания Z для данной эволюционной последовательности при солнечном содержании металлов $Z_\odot = 0.0134$ (Асплунд и др., 2009). Наблюдательная оценка индекса металличности CG Cas составляет [Fe/H] = 0.09 (Дженовали др., 2014), поэтому наиболее предпочтительной моделью этой цефеиды представляется звезда эволюционной последовательности $Z = 0.018$, $M_0 = 6.1 M_\odot$.

На основании изложенных выше результатов необходимо заметить, что в работах по установлению зависимости период–светимость цефеид, основанной на тригонометрических параллаксах, которые измерялись с помощью космического интерферометра Гайя, звезда CG Cas ошибочно упоминается как цефеида, пульсирующая в фундаментальной моде (Рипепи и др., 2019; Броваль и др., 2020).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зависимость коэффициента непрозрачности от Z является важной причиной изменения плотности вещества звездной оболочки и существенно влияет на положение области возбуждения колебаний относительно узла первого обертона. С увеличением массы и радиуса цефеиды убывает средняя плотность вещества, и увеличивается протяженность зоны ионизации гелия, в которой происходит возбуждение колебаний. Пульсации в первом обертоне становятся невозможными, когда в процессе колебаний внутренняя граница зоны ионизации гелия погружается глубже узла первого обертона. Возрастание значений периода фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* , при которых

происходит переключение моды колебаний, непосредственно связано с уменьшением плотности вещества в оболочке пульсирующей звезды. Существование верхнего предела порогового значения Π_1^* для эволюционной последовательности с заданными значениями Z и M_0 означает, что при пересечении полосы неустойчивости необходимое условие для колебаний в первом обертоне перестает выполняться.

Нижнее пороговое значение периода пульсаций в фундаментальной моде составляет $\Pi_0^* = 5.59$ сут для моделей эволюционной последовательности $Z = 0.022$, $M_0 = 5.9 M_\odot$, тогда как верхнее пороговое значение периода колебаний в первом обертоне $\Pi_1^* = 6.87$ сут при $Z = 0.014$, $M_0 = 7.1 M_\odot$. Иными словами, в пределах рассмотренного интервала значений содержания металлов $0.014 \leq Z \leq 0.022$ колебания цефеид в фундаментальной моде возможны лишь с периодами $\Pi > 5.6$ сут, тогда как колебания в первом обертоне — при периодах $\Pi < 6.9$ сут. Однако индексы металличности подавляющего большинства цефеид с надежными спектроскопическими оценками содержания железа убывают от [Fe/H] = 0.27 при галактоцентрическом расстоянии $R_G = 5$ кпк до [Fe/H] = -0.45 при $R_G = 17$ кпк (Дженовали др., 2014). Принимая значение галактоцентрического расстояния Солнца $R_{G\odot} = 7.94$ кпк (Грёневеген и др., 2008) и солнечное содержание металлов $Z_\odot = 0.0134$ (Асплунд и др., 2009), получим, что рассмотренный в данной работе интервал значений Z соответствует интервалу индекса металличности $0.012 \leq [Fe/H] \leq 0.215$. Таким образом, представленное в данной работе обсуждение эволюционных и гидродинамических моделей цефеид ограничено преимущественно звездами, расположенными между Солнцем и центром Галактики, хотя область охвата цефеид моделями данной работы может быть несколько больше, вследствие естественного разброса значений индекса металличности от одной звезды к другой. Расширение сетки моделей цефеид с меньшими значениями Z позволит рассмотреть звезды с галактоцентрическими расстояниями больше солнечного и приведет к смещению верхнего порогового значения Π_1^* в сторону больших значений. Величина возрастания Π_1^* может быть определена только из дальнейших эволюционных и гидродинамических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андриевский и др. (S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, R.E. Luck, J.R.D. Lépine, D. Bersier, W.J. Maciel, B. Barbuy, V.G. Klochkova, V.E. Panchuk, and R.U. Karpishek), *Astron. Astrophys.* **381**, 32 (2002).
2. Антонелло, Поретти (E. Antonello and E. Poretti), *Astron. Astrophys.* **169**, 149 (1986).
3. Асплунд и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 481 (2009).
4. Бааде (W. Baade), *Astronomische Nachrichten* **228**, 359 (1926).
5. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), *Zeitschrift für Astrophys.* **46**, 108 (1958).
6. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), *Astrophys. J.* **324**, L27 (1988).
7. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), *Astron. J.* **107**, 673 (1994).
8. Броваль и др. (L. Breuval, P. Kervella, R.I. Anderson, A.G. Riess, F. Arenou, B. Trahin, A. Mérand, A. Gallenne, W. Gieren, J. Storm, G. Bono, G. Pietrzyński, N. Nardetto, B. Javanmardi, V. Hocdè), *Astron. Astrophys.* **643**, A115 (2020).
9. Весселинк (A.J. Wesselink), *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **10**, 91 (1946).
10. Гален и др. (A. Gallenne, P. Kervella, A. Mérand, G. Pietrzyński, W. Gieren, N. Nardetto, and B. Trahin), *Astron. Astrophys.* **608**, A18 (2017).
11. Грёневеген (M.A.T. Groenewegen), *Astron. Astrophys.* **474**, 975 (2007).
12. Грёневеген и др. (M.A.T. Groenewegen, A. Udalski, and G. Bono), *Astron. Astrophys.* **481**, 441 (2008).
13. Дженовали др. (K. Genovali, B. Lemasle, G. Bono, M. Romaniello, M. Fabrizio, I. Ferraro, G. Iannicola, C.D. Laney, M. Nonino, M. Bergemann, R. Buonanno, P. François, L. Inno, R.-P. Kudritzki, N. Matsunaga, S. Pedicelli, F. Primas, and F. Thévenin), *Astron. Astrophys.* **566**, A37 (2014).
14. Кервелла и др. (P. Kervella, D. Bersier, D. Mourard, N. Nardetto, and V. Coudé du Foresto), *Astron. Astrophys.* **423**, 327 (2004).
15. Лазовик, Расторгуев (Ya.A. Lazovik and A.S. Rastorguev), *Astron. J.* **160**, 136 (2020).
16. Лак, Ламберт (R.E. Luck and D.L. Lambert), *Astron. J.* **142**, 136 (2011).
17. Лак и др. (R.E. Luck, S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, W. Gieren, and D. Graczyk), *Astron. J.* **142**, 51).
18. Лангер и др. (N. Langer, M.F. El Eid, and K.J. Fricke), *Astron. Astrophys.* **145**, 179 (1985).
19. Лемаль и др. (B. Lemasle, P. François, A. Piersimoni, S. Pedicelli, G. Bono, C.D. Laney, F. Primas, and M. Romaniello), *Astron. Astrophys.* **490**, 613 (2008).
20. Миннити и др. (J.H. Minniti, L. Sbordone, A. Rojas-Agriagada, M. Zoccali, R. Contreras Ramos, D. Minniti, M. Marconi, V.F. Braga, M. Catelan, S. Duffau, W. Gieren, and A.A.R. Valcarce), *Astron. Astrophys.* **640**, A92 (2020).
21. Молино и др. (R. Molinaro, V. Ripepi, M. Marconi, G. Bono, J. Lub, S. Pedicelli, and J.W. Pel), *MNRAS* **413**, 942 (2011).
22. Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschy, 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. Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
24. Рипепи и др. (V. Ripepi, R. Molinaro, I. Musella, M. Marconi, S. Leccia, and L. Eyer), *Astron. Astrophys.* **625**, A14 (2019).
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. Сачков М.Е., Письма в Астрон. журн. **28**, 653 (2002) [M.E. Sachkov, *Astron. Lett.* **28**, 589 (2002)].
28. Сачков М.Е., Расторгуев А.С., Самусь Н.Н., Горыня Н.А., Письма в Астрон. журн. **24**, 443 (1998) [M.E. Sachkov, A.S. Rastorguev, N.N. Samus', and N.A. Gorynya, *Astron. Lett.* **24**, 377 (1998)].
29. Стом и др. (J. Storm, B.W. Carney, W.P. Gieren, P. Fouqué, D.W. Latham, and A.M. Fry), *Astron. Astrophys.* **415**, 531 (2004).
30. Тэрнер (D.G. Turner), *Astrophys. Space Sci.* **326**, 219 (2010).
31. Тэрнер, Бурке (D.G. Turner and J.F. Burke), *Astron. J.* **124**, 2931 (2002).
32. Тэрнер и др. (D.G. Turner, D. Forbes, D. English, P.J.T. Leonard, J.N. Scrimger, A.W. Wehlau, R.L. Phelps, L.N. Berdnikov, and E.N. Pastukhova), *MNRAS* **388**, 444 (2008).
33. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
34. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 403 (2019) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **45**, 353 (2019)].
35. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **46**, 345 (2020) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **46**, 324 (2020)].
36. Ферни (J.D. Fernie), *Astrophys. J.* **151**, 197 (1968).
37. Хервиг (F. Herwig), *Astron. Astrophys.* **360**, 952 (2000).