ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
Բնական գիտություններ 1, 1980 Естественные науки

Физика

В. Ф. БАЛЕК, Э. В. ЧУБАРЯН

ДЕФЕКТ МАССЫ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С МАЛЫМИ МАССАМИ

Вычислены дефекты массы белых карликов с массами $0{,}02M_{\odot} < M < 0{,}8M_{\odot}$. Полученные результаты сравнены с дефектами масс других равновесных конфигураций в том же интервале масс. В интервале $M > 0{,}45\,M_{\odot}$ абсолютно устойчивыми являются белые карлики, состоящие из железа. В интервале $0{,}02\,M_{\odot} \lesssim M \lesssim 0{,}45M_{\odot}$ абсолютно устойчивыми являются барионные звезды, а белые карлики метастабильны. Вблизи $M \sim 0{,}02M_{\odot}$ метастабильными становятся барионные звезды, а белые карлики — абсолютно устойчивыми.

Дефекты массы сверхплотных звездных конфигураций рассматривались в [1—3] и др. В [3] расчеты были выполнены для конфигураций с центральными плотностями выше 4.10^6 г/см^3, так что в ней были исключены белые карлики с массами меньшими, чем $0{,}8\,M_{\odot}$. Были сравнены дефекты масс белых карликов и др. конфигураций с массами больше $0{,}8\,M_{\odot}$ (включающих предсказанную в [4, 5] вторую поднимающуюся ветвь на диаграмме зависимости массы от центральной плотности, промежуточную между ветвями белых карликов и барионных звезд), но не было выполнено такое же сравнение для белых карликов и барионных звезд, у которых массы меньше $0{,}45\,M_{\odot}$. Также остался нерешенным вопрос абсолютно устойчивой конфигурации в интервале масс $0{,}45 \div 0{,}8\,M_{\odot}$. Этим вопросам посвящена настоящая работа.

Известно, что дефект массы определяется соотношением

$$\Delta = N \,.\, m_n - E/c^2, \tag{1}$$

где m_n — масса нейтрона, N — полное число барионов, E — полная энергия звезды. Удобно E представить в виде суммы энергии покоя ядер и электронов E_1 и остальных видов энергии E_2. Определение (1) перепишем в виде

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2, \quad \Delta_1 = N.m_n - E_1/c^2, \quad \Delta_2 = -E_2/c^2. \tag{2}$$

Введем обозначение

$$\beta = 100\left(1 - \frac{m_N}{A.m_n}\right), \tag{3}$$

где m_N, A — масса и массовое число нуклида. Для Fe, Mg, C, He, H β равно соответственно 0,974; 0,921; 0,859; 0,795; 0,083, по данным [6].

Для звезды с неоднородным химическим составом определим среднее значение β следующим образом:

$$\bar{\beta}=\sum_i \beta_i x_i, \tag{4}$$

где x_i — доля массы звезды, приходящаяся на данный химический элемент; суммирование производится по всем элементам, содержащимся в звезде. Тогда

$$\Delta_1=0{,}01\bar{\beta}Nm_n=8{,}42.10^{-3}\bar{\beta}N_{57}, \tag{5}$$

где $N_{57}=N/10^{57}$. Здесь и в дальнейшем все массы выражаются в единицах $M_{\odot}$.

Если звезда холодная (электронный газ в большей части звезды вырожден), то в E_2 входят гравитационная энергия и энергия электронного газа, не включающая энергию покоя электронов. В первом приближении можно пренебречь электростатическими взаимодействиями электронов, а при массах меньших 0,8—также релятивистскими поправками к их движению. Энергию E_2 тогда можно получить из теории политропных газовых сфер [7] при значении показателя политропы $\gamma=5/3$,

$$E_2=-2{,}28.10^{-5}(A/Z)^{5/3}M^{7/3}.c^2,$$

A, Z—массовое и порядковое числа ядер (предполагается, что у звезды однородный химический состав), M—масса звезды. Отсюда

$$\Delta_2/\Delta_1=2{,}28.10^{-3}\bar{\beta}^{-1}(A/Z)^{5/3}M^{4/3}. \tag{6}$$

Для звезд, состоящих из элементов тяжелее водорода, из (6) следует

$$\Delta_2\lesssim 6.10^{-3}\Delta_1 \quad \text{при } M<0{,}8.$$

Для водородных звезд, у которых массы меньше 0,15 (см. ниже), получаем

$$\Delta_2\lesssim 2\,.\,10^{-3}\Delta_1.$$

В некоторых случаях, прежде всего у звезд малой массы ($M\lesssim 0{,}1$), приближение нулевой температуры может оказаться неприменимым. Однако если предположить, что в этих случаях температура в центре звезды не слишком превышает температуру Ферми (что верно для максимальной температуры, которой звезда достигает в ходе своей эволюции при условии, что она возникла из рассеянного вещества [8]), то вклад энергии теплового движения частиц в Δ_2 не меняет порядка Δ_2. Итак, при требовании, чтобы ошибка Δ не превышала 1%, в выражении для Δ можно опустить Δ_2 и

$$\Delta=8{,}42\cdot 10^{-3}\bar{\beta}N_{57}. \tag{7}$$

Максимальным дефектом массы обладают железные звезды с

$$\bar{\beta}=0{,}974. \tag{8}$$

Согласно [9] в звездах, которые существовали в вырожденном состоянии примерно 10^9 лет, вследствие пикноядерных реакций водород исчезнет при плотностях больше $3\,.\,10^3$ г/см³, а гелий—$3\,.\,10^7$ г/см³. Первое из этих ограничений—единственное, налагаемое на химический состав вещества при интересующих нас плотностях $\rho \leqslant 4 \cdot 10^6$, если не делать особых предположений об эволюции звезды до вырожденного состояния. Наименьшее значение β у H, а следующее, если не считать редко встречающихся элементов Li, Be, B,—у He. Поэтому минимальный дефект массы будет у звезд, состоящих из H при $\rho < \rho_0 = 3 \cdot 10^3$ и из He при $\rho > \rho_1 = 6 \cdot 10^3$ ($\rho_1 = 2\rho_0$, так как при переходе от H к He в вырожденном веществе плотность должна увеличиваться в 2 раза). Определим долю массы x этих звезд, приходящую на водородную оболочку, если $x \ll 1$ (см. также [10]).

Толщина химически однородного внешнего слоя звезды пропорциональна $(Z/A)^{5/3} \cdot \rho^{2/3}$ (ρ берется у основания слоя) в приближении, когда в уравнениях пренебрегают изменением массы и радиуса вдоль него. Поэтому у оболочки из H толщина в 2 раза больше, чем была бы она у гелиевой, а массы обоих оболочек в этом приближении одинаковы. Таким образом, x равно отношению массы внешнего слоя гелиевой звезды, начинающегося при $\rho = \rho_1$, к полной массе звезды. Если иметь в виду ход функции $\rho(m)$ для политроп с $\gamma = 5/3$, то $x \approx 1{,}3 \cdot \rho_1/\rho_c$, где ρ_c—центральная плотность. Из теории политроп вытекает

$$\rho_c = 9{,}45 \cdot 10^4 \cdot (A/Z)^3 N_{57}^2,$$

откуда

$$x = 2{,}6 \cdot 10^{-3} N_{57}^{-2}. \tag{9}$$

Если $x \leqslant 0{,}1$, то, видимо, применение (9) не приводит к противоречию с требуемой точностью для Δ. Здесь

$$\bar{\beta} = 0{,}795 - 1{,}85 \cdot 10^{-3} N_{57}^{-2}, \quad N_{57} \gtrsim 0{,}16. \tag{10}$$

Для чисто водородных звезд, у которых $\rho_c \leqslant 3 \cdot 10^3$,

$$\bar{\beta} = 0{,}083, \quad N_{57} \leqslant 0{,}18. \tag{11}$$

Здесь ограничению N соответствует $M \leqslant 0{,}15$.

В интервале центральных плотностей от ρ_1 до $13\rho_1$ (при втором значении $x = 0{,}1$) задачу можно решать только численно. Заметим, что отношение масс водородной и гелиевой оболочек равно 1 только при малых x, а при увеличении x до $x = 1$ оно растет до четырех. В связи с этим масса конфигураций при уменьшении ρ_c сначала падает, а начиная с некоторого ρ_2 растет. Поэтому конфигурации с центральными плотностями, близкими к ρ_1 ($\rho_1 < \rho_c < \rho_2$), видимо, неустойчивы.

Далее, рассмотрим последовательность белых карликов, у которых следующий химический состав: Mg при $M > 0{,}4$, 50% He и 50% C при $0{,}1 < M < 0{,}4$, 70% H и 30% He при $M < 0{,}1$. Эти данные приблизительно соответствуют чаще всего встречающимся в литературе представлениям об эволюции звезды до стадии белого карлика (см., напр., [8]). В случае $0{,}1 < M < 0{,}4$ принимается: горение He в звезде не началось, а горение водорода может происходить настолько медленно, что время эволюции больше космологического. Наш выбор химического состава соответствует предположению, что эти белые карлики возникли вследствие потерь массы из более массивных звезд, в недрах которых уже началось горение He. Для всего интересующего нас диапазона N для $\bar{\beta}$ получаем следующие значения:

$$\bar{\beta}=0{,}921,\ N_{57}>0{,}48, \tag{12}$$

$$\beta=0{,}827,\ 0{,}12<N_{57}<0{,}48, \tag{13}$$

$$\beta=0{,}297,\ N_{57}<0{,}12. \tag{14}$$

Результаты расчетов дефектов массы приведены в табл. 1 и на рис. 1. Величины Δ_A, Δ_{B_1}, Δ_{B_2}, Δ_C получены соответственно из уравнений (8), (10), (11) и (12)—(14) при помощи (7). Для сравнения приведены также дефекты массы Δ_D для 4 конфигураций, состоящих из центральной области с ядерным веществом и протяженной Ае-фазы. Эти данные несколько занижены по сравнению с данными [3], так как в [3] не учитывался вклад энергии электронов в Δ для части звезды, которую занимает Ае-фаза с нерелятивистким электронным газом. В Δ_D учтена энергия покоя электронов—основная доля их энергии в этой части звезды. Значения Δ_A, Δ_D в первых двух строках таблицы совпадают с точностью, которой мы ограничились, когда пренебрегли в Δ членами порядка Δ_2. Поправки к Δ_A (энергия E_2) увеличивают ее, а поправки к Δ_D (кинетическая энергия электронов)—уменьшают. Поэтому $\Delta_A>\Delta_D$, что выполняется для низших значений массы и без учета поправок (см. четвертую и последнюю строки табл.).

Таблица 1

Зависимость дефекта массы от полного числа барионов

N_{57}	$10^2\Delta_A/M_\odot$	$10^2\Delta_{B_1}/M_\odot$	$10^2\Delta_{B_2}/M_\odot$	$10^2\Delta_C/M_\odot$	$10^2\Delta_D/M_\odot$
1,014	0,832	0,677	—	0,786	0,835
0,659	0,540	0,439	—	0,511	0,537
0,48	0,394	0,318	—	0,372	
0,200	0,164	0,126	—	0,139	0,157
0,18	0,148	0,112	0,013	0,125	
0,16	0,131	0,098	0,011	0,111	
0,12	0,098	—	0,008	0,084	
0,06	0,049	—	0,004	0,015	
0,024	0,020	—	0,002	0,006	0,013

На рис. 1 Δ_A и Δ_D практически совпадают и изображены линией I—II. Крестики обозначают Δ_{B_1}, Δ_{B_2}, а звездочки—Δ_C. Приведены также дефекты масс устойчивых (II—III) и неустойчивых (III—IV) барионных конфигураций, заимствованные из [3]. В интервале $0{,}56<N<1{,}01$ $(0{,}45<M<0{,}85)$ абсолютно устойчивыми являются белые карлики, состоящие из Fe. Их устойчивость сохраняется вплоть до максимума массы белых карликов [3]. В интервале $0{,}024\lesssim N_{57}\leqslant 0{,}56$ $(0{,}020\lesssim M\leqslant 0{,}45)$ абсолютно устойчивыми являются барионные звезды. Вблизи $N_{57}=0{,}024$ барионные звезды становятся метастабильными, так как здесь у белых карликов несколько больший дефект массы. Белые карлики из элементов легче Fe имеют малые дефекты массы не только по сравнению с барионными звездами, а также с неустойчивыми конфигурациями ветви I—II. Малость Δ в этом случае обусловлена тем, что при переходах этих белых карликов в другие состояния через конфигурации, содержащие Fe (напр., упомянутые выше неустойчивые конфигурации), должна сначала освободиться значительная ядерная энергия при образовании Fe.

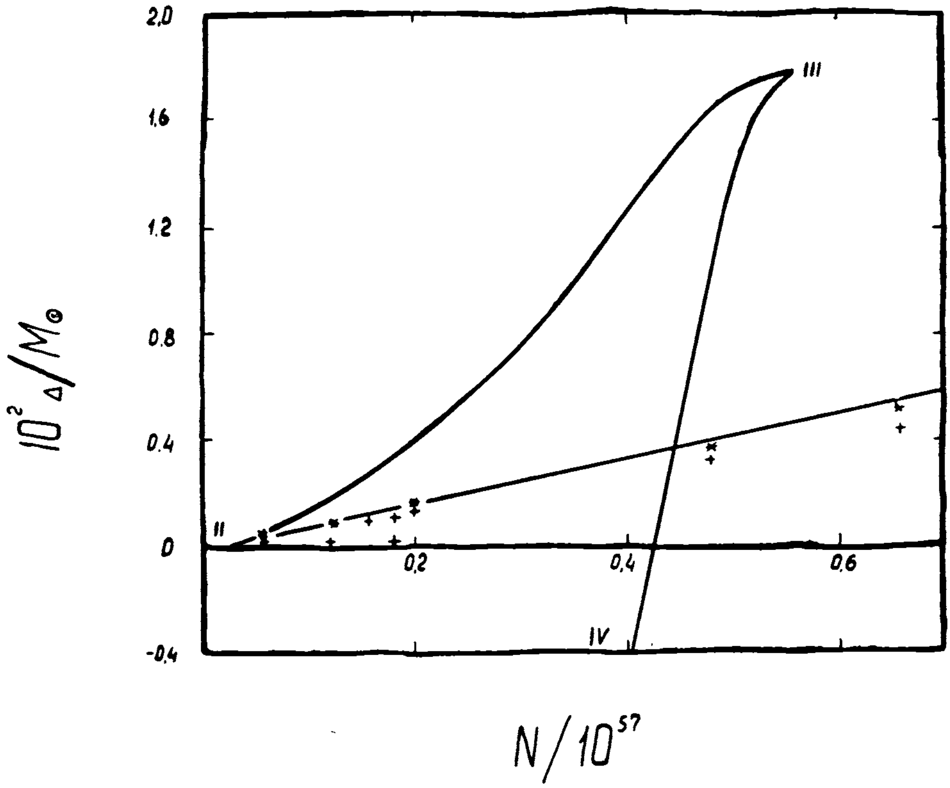

Рис. 1. Сплошные линии указывают дефекты массы конфигураций, у которых центральная область с ядерным веществом окружена протяженной Ае-фазой (I—II), устойчивых барионных конфигураций (II—III) и неустойчивых барионных конфигураций (III—IV) согласно [3]. Значения дефектов массы для белых карликов из Fe находятся немного выше над линией I—II. Крестики соответствуют белым карликам из H, He, а звездочки—белым карликам из H, He, C, Mg.

Авторы выражают благодарность проф. Г. С. Саакяну за постановку задачи и полезные обсуждения.

Кафедра теоретической физики *Поступила 5.03.1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. **Амбарцумян В. А., Саакян Г. С.**, Астрофизика, **1**, 7, 1965.
2. **Чубарян Э. В.**, Уч. записки ЕГУ, **2**, 23, 1972.
3. **Балек В., Чубарян Э. В.**, Уч. записки ЕГУ, 3, 71, 1979.
4. **Григорян Л. Ш.** Препринт ПЛРФ—78—06 ЕГУ, 1978.
5. **Григорян Л. Ш., Саакян Г. С.**, Астрон. ж., 56, 1030, 1979.
6. **Кравцов В. А.**, Массы атомов и энергия связи ядер. Атомиздат, М., 1974.

7. **Чандрасекар С.**, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, 1950.

8. **Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.**, Теория тяготения и эволюция звезд, изд-во «Наука», М., 1971.

9. **Авакян Р. М., Чубарян Э. В.**, Уч. записки ЕГУ, **1**, 38, 1972.

10. **Саакян Г. С., Чубарян Э. В.**, Сообщения БАО, **34**, 99, 1963.

Վ. Ֆ. ԲԱԼԵԿ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՅԱՆ

ՓՈՔՐ ԶԱՆԳՎԱԾՆԵՐՈՎ ՍՊԻՏԱԿ ԹԶՈՒԿՆԵՐԻ ԶԱՆԳՎԱԾԻ ԴԵՖԵԿՏԸ

Ամփոփում

Հաշված է 0,02 $M_\odot < M < 0.8 M_\odot$ *զանգվածով սպիտակ թզուկների զանգվածների դեֆեկտը։ Երբ* $M > 0{,}45 M_\odot$, *բացարձակ կայուն են երկաթից բաղկացած սպիտակ թզուկները։ Զանգվածների 0,02* $M_\odot \leqslant M \leqslant 0{,}45 M_\odot$ *ինտերվալում բացարձակ կայուն են բարիոնային աստղերը, իսկ սպիտակ թզուկները մետաստաբիլ են։* $M \sim 0{,}02 M_\odot$ *զանգվածների դեպքում բարիոնային աստղերը դառնում են մետաստաբիլ, իսկ սպիտակ թզուկները՝ բացարձակ կայուն։*