

EG 50 БЕЛЫЙ ИЛИ СТРАННЫЙ КАРЛИК?

Г.С.АДЖЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 26 апреля 2017

Принята к печати 3 октября 2017

С учетом нейтринных потерь энергии определены временные зависимости светимостей белого карлика и четырех странных карликов с массами $0.5 M_{\odot}$ (масса белого карлика EG 50 с поверхностной температурой $2.1 \cdot 10^4$ К). Было принято, что эти конфигурации излучают только за счет тепловых запасов энергии. Показано, что источники тепловой энергии, обусловленные неравновесными β -процессами, и явление кристаллизации электронно-ядерного вещества при определении времени остывания белого и странного карликов с массой $0.5 M_{\odot}$ незначительны. Показано, что в рассматриваемом приближении временные зависимости светимостей белого и странного карликов с массой $0.5 M_{\odot}$ заметно отличаются только при поверхностных температурах $T_R \geq 7 \cdot 10^4$ К, и определить принадлежность EG 50 к белым или странным карликам по времени остывания невозможно.

Ключевые слова: *белый карлик; странный карлик; остывание*

1. *Введение.* В [1,2] показано, что три наблюдаемых белых карлика из списка [3] (EG 50, G181-B5B, G238-44) по массе и по радиусу весьма близки к странным карликам. Странные карлики (SD) - гипотетические звезды, которые внешне похожи на белые карлики (WD) [4-6]. У этих звезд в центре имеется самосвязанное кварковое ядро с массой $M_{core} < 0.02 M_{\odot}$ [4,5]. Обычное электронно-ядерное вырожденное вещество (Ае вещество) отделено от этого ядра сильным электростатическим полем с напряженностью $\sim 10^{15}$ В/см [7]. Если у WD максимальная плотность вещества (плотность в центре звезды) не может превосходить $\sim 10^9$ г/см³, то у SD плотность вещества над кварковым ядром может достигать $\sim 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ (плотность при которой в вырожденной электронно-ядерной плазме образуется свободный нейтронный газ). Проблема устойчивости SD рассмотрена в [1,8]. По внешним характеристикам отличить друг от друга WD и SD трудная, порою и нерешимая задача [1,2].

На плоскости масса - радиус (плоскость M - R) белые карлики не могут находиться ниже кривой $R = R(M)$ холодных железных WD, а странные карлики могут находиться как ниже, так и выше этой кривой, т.е., среди наблюдаемых белых карликов [2]. По данным [3], звезда EG 50 на плоскости M - R находится в квадрате $0.48 \leq M/M_{\odot} \leq 0.52$ и $6820 \text{ км} \leq R \leq 7656 \text{ км}$. Центр этого квадрата лежит ниже кривой $R = R(M)$ холодных железных WD, которая определена по уравнению состояния (EOS) Солпитера [9,10]. Радиус

железного WD с массой $0.5 M_{\odot}$ по указанному уравнению состояния равен 7250 км. Ответ на вопрос о принадлежности EG 50 к белым или к странным карликам в большей степени зависит как от точности наблюдательных данных, так и от точности определения EOS холодного вырожденного вещества. Уравнение состояния Солпитера является одним из достоверных EOS. Поэтому внушает доверие тот факт, что теоретическая кривая $R = R(M)$, вычисленная на основе данного EOS, весьма близка к истинной кривой $R = R(M)$ холодных белых карликов.

Хотя квадрат вероятного положения EG 50 на плоскости $M - R$ большей частью лежит ниже кривой $R = R(M)$ железных WD, тем не менее, можно лишь утверждать, что эта звезда является наименее вероятным кандидатом в SD.

Для ответа на вопрос о принадлежности EG 50 к WD или к SD весьма актуально кроме массы и радиуса, также рассмотрение такого важного наблюдательного проявления как поверхностная температура и определение связанного с последней времени остывания при принадлежности этой звезды к WD или к SD. Именно такая задача является целью настоящей работы, где определено время охлаждения WD и SD с массами $0.5 M_{\odot}$ и поверхностной температурой $2.1 \cdot 10^4$ К (масса и поверхностная температура в настоящий момент EG 50).

2. *Время остывания WD и SD.* В пионерских работах по остыванию WD [11,12] считалось, что:

- а) WD состоит из изотермического вырожденного ядра, где сосредоточена основная масса вещества, которая окружена сравнительно тонким слоем болцмановского газа,
- б) ядерные источники энергии исчерпаны,
- в) хотя из-за остывания звезда сжимается, однако, как сам процесс сжатия, так и выделяемая из-за сжатия тепловая энергия не учитывались,
- г) тепловое излучение звезды обеспечивается только за счет тепловой энергии болцмановского газа атомных ядер.
- д) тепловая энергия изотермического ядра переносится на поверхность через невырожденные внешние слои лучистым путем.

Строго говоря, время остывания WD или SD до заданной поверхностной температуры определяется первоначальным состоянием звезды. Как показано в [11,12], если в начальный момент WD имеет высокую внутреннюю температуру $\sim 10^8$ К, то за короткое время остывания звезда "забывает" первоначальную центральную температуру, т.е, чем больше остывает звезда, тем слабее становится зависимость внутренней температуры от ее начального значения. Более детальное исследование показало, что быстро забывается и начальное распределение температуры по звезде, и устанавливается квази-

стационарный режим остывания [13].

Учет нейтринных потерь показывает, что высокотемпературная стадия жизни WD (остывание до 10^8 К в центре) настолько коротка (до $\sim 10^4$ лет) [14-17], что вклад длительности этой стадии в возраст звезды можно не учесть.

В высокотемпературной стадии жизни WD, когда нейтринные потери энергии L_ν из внутренних областей звезды намного превосходят фотонную светимость L_R , температура к центру падает [13]. С уменьшением L_ν постепенно устанавливается изотермичность вырожденного ядра [13], хотя из-за конечности теплопроводности квазивырожденного вещества в верхних слоях этого ядра сохраняется градиент температуры [13,17]. Наши расчеты показывают, что это имеет место и при остывании SD.

Запасы тепловой энергии SD складываются из тепловой энергии кваркового ядра $U_q(T)$ и тепловой энергии квазивырожденной железной оболочки $U_R(T)$. Температура и масса невырожденного слоя по сравнению с температурой и массой вырожденной оболочки очень малы. Поэтому его вклад в общую тепловую энергию не учитывается. По этой же причине не учитывается его вклад в нейтринную светимость звезды. Как в [1,2], так и здесь, параметры кваркового ядра определены согласно модели мешка MIT [18,19]. Эта модель дает возможность рассмотреть тепловые поправки к энергии кваркового вещества как поправки к идеальному квазивырожденному ферми-газу [20]. При высоких центральных температурах ($T_c \geq 7 \cdot 10^7$ К) белый карлик остывает исключительно за счет нейтринных потерь энергии [13,17]. Ниже значения $T_c \approx 10^9$ К из всевозможных процессов рождения нейтрино для WD самым мощным является распад плазмона на пару нейтрино-антинейтрино. Это видно, в частности, по результатам [17]. Нейтринные светимости рассмотренных конфигураций вычислены по аппроксимационным формулам [21] для мощности плазменных нейтрино, по [22] для мощности URCA процессов в кварковом ядре.

Как было отмечено выше, зависимость температуры изотермического ядра T_c от поверхностной температуры T_R (от светимости L_R) у всех рассмотренных конфигураций одна и та же. Это обстоятельство для данной задачи играет весьма важную роль.

В [11,12] считалось, что конвективный перенос энергии у WD отсутствует. Однако как показано в [13] в наружных слоях WD конвекция имеет место. Зона этой конвекции может доходить до вырожденной области. Погрешности в функции $T_c = T_c(T_R)$ в случае лучистого переноса энергии в основном обусловлены неточностями коэффициентов непрозрачности и теплопроводности звездного вещества, а в случае конвективного переноса энергии - отсутствием точной теории конвекции. Однако отличия в процессах остывания рассмотренных конфигураций будут слабо зависеть от вышеуказанных неточностей.

Поэтому функцию $T_c = T_c(T_R)$ мы определили согласно результатам [11]

$$T_c = 3.76 \cdot 10^{-3} (R^2 T_R^4 M_\odot / M)^{2/7}. \quad (1)$$

В [11] для коэффициента непрозрачности использован один из вариантов формулы Крамерса. Эта формула для T_c дает завышенные значения [23]. Чтобы компенсировать этот недостаток, мы не учли наличие небольшого градиента температуры, имеющегося после точки вырождения [13].

Нами определены временные зависимости поверхностной температуры WD и четырех SD с массами $0.5 M_\odot$. Для масс кварковых ядер SD приняты значения $\{0.0025; 0.005; 0.01; 0.015\} M_\odot$. Задача решена в приближении, принятом в [11], с учетом тепловой энергии вырожденных электронов и нейтринных потерь. Структура верхних слоев всех конфигураций одинакова: железное ядро с массой $0.48 M_\odot$ для WD или $0.48 M_\odot - M_{\text{грав}}$ для SD окружено веществом с массой $0.02 M_\odot$, содержащим гелий - $X_{\text{He}} = 0.9$ и углерод - $X_{\text{C}} = 0.1$.

Так как связь между температурой изотермического вырожденного ядра T_c с поверхностной температурой T_R определяется исключительно физическими свойствами наружных слоев, поэтому зависимость $T_c = T_c(T_R)$ у всех рассмотренных конфигураций одинакова. Тепловые запасы $U_{\text{гр}}$, мощность нейтринных потерь энергии L_{ν} однозначно определяются температурой ядра T_c , следовательно и T_R .

Согласно закону сохранения энергии имеем

$$\frac{dU_T}{dt} = -L_{\nu} - L_R, \quad L_R = 4\pi R^2 \sigma T_R^4, \quad (2)$$

где R - радиус звезды, который считается постоянным, σ - постоянная Стефана-Больцмана.

3. *Результаты численных расчетов.* Уравнение баланса энергии (2), связь между T_c и T_R (1), а также начальные условия определяют временную зависимость этих величин. Начальная поверхностная температура $T_{\text{нб}}$ всех конфигураций принята равной $2 \cdot 10^5$ К. Отметим, что остывание WD и SD от гораздо высокой поверхностной температуры до этого значения длится не больше нескольких тысяч лет, что оправдывает сделанный выбор значения $T_{\text{нб}}$. Если рассматриваемые конфигурации излучают только за счет тепловых запасов энергии, то разница между их скоростями остывания обусловлена только различием распределения вещества и наличием кварковой сердцевин.

Результаты численных расчетов для вышеупомянутых конфигураций приведены на рис.1-3. Зависимость поверхностных температур этих звезд от времени показана на рис.1. В рассматриваемом приближении время остывания

WD и SD от высоких значений поверхностной температуры до значения $2.1 \cdot 10^4$ К (поверхностная температура EG 50 в настоящий момент) практически не отличается и составляет $2.23 \div 2.24 \cdot 10^7$ лет.

Из рис.1 видно, что при одном и том же T_R время охлаждения тем больше, чем меньше кварковое ядро, откуда следует, что наличие этого ядра способствует более быстрому остыванию.

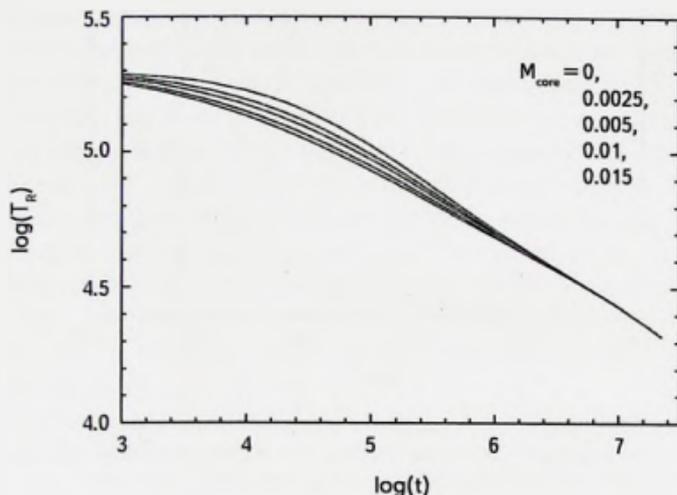


Рис.1. Зависимость поверхностной температуры T_R белого и странных карликов с одинаковыми массами $0.5 M_{\odot}$ от времени (в годах). На рисунке приведены значения масс кварковой сердцевины. Очередность кривых соответствует последовательности значений масс кварковой сердцевины.

Скорости остывания рассмотренных конфигураций заметно отличаются лишь в высокотемпературной стадии. Это хорошо видно на рис.2, где приведены отношения времени остывания WD t_{WD} к времени остывания SD t_{SD} до заданного значения поверхностной температуры T_R . Это отношение для SD с $M_{core} = 0.015 M_{\odot}$, достигает значения 5.5.

На рис.3 приведены аналогичные зависимости для отношений L_R/L_V . До остывания $T_R \approx 4 \cdot 10^4$ К потери энергии по нейтринному каналу превышают фотонную светимость. Причем, при $T_R > 5 \cdot 10^4$ К, чем больше масса кварковой сердцевины, тем выше мощность нейтринных потерь энергии. В период остывания звезд с $T_R \leq 5 \cdot 10^4$ К картина изменяется. Поэтому, чем больше масса кварковой сердцевины, тем быстрее остывает звезда в высокотемпературной стадии. Ввиду того, что после остывания до $5 \cdot 10^4$ К характер зависимости L_R/L_V от M_{core} меняется, скорость остывания становится тем меньше, чем больше M_{core} . И в результате этого возраст рассмотренных

конфигураций при $T_R = 2.1 \cdot 10^4$ К становится почти одинаковым.

Из рис.1 и рис.2 следует, что при массе $0.5 M_\odot$ время охлаждения белого и странного карлика с одинаковыми температурами значительно отличается

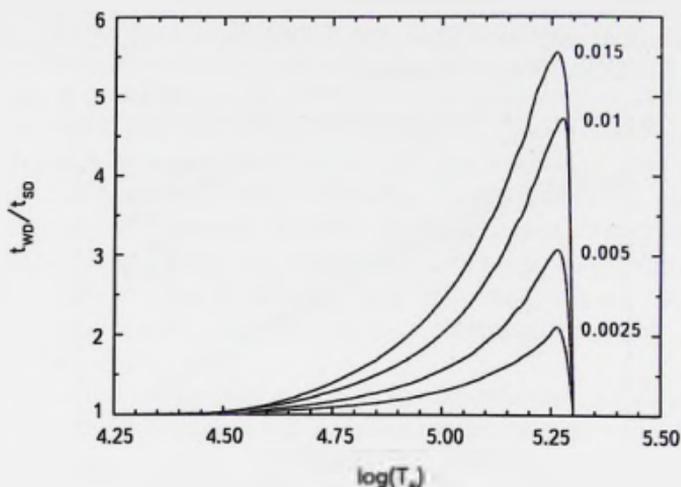


Рис.2. Зависимость отношения времени остывания белого карлика t_{WD} к времени остывания SD t_{SD} до заданного значения поверхностной температуры T_R . У максимумов кривых приведены соответствующие значения масс кварковых сердцевин.

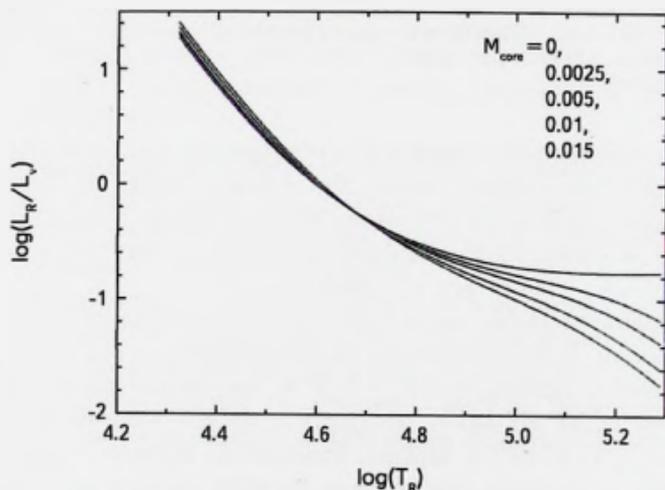


Рис.3. Зависимость отношений L_{WD}/L_{SD} WD и SD от значения поверхностной температуры T_R . Очередность кривых у правого угла рисунка соответствует последовательности масс кварковой сердцевины.

только до момента $t \sim 3 \cdot 10^5$ лет после начала охлаждения.

4. *Выводы и критические замечания.* Таким образом, определение временной зависимости поверхностной температуры в рассматриваемом приближении не дает ответа на поставленный вопрос: звезда EG 50 белый или странный карлик?

Конечно, такой вывод верен, если принятые нами приближения при рассмотрении поставленной задачи справедливы или не имеют решающего значения. В рассматриваемом приближении выявить заметные различия между процессами остывания белых и странных карликов можно только в эпоху их "молодости", когда их поверхностная температура достаточно высока. Время остывания WD и SD с массами $0.5 M_{\odot}$ (масса EG 50) отличается более чем на 50% только при поверхностных температурах $T_R \geq 7 \cdot 10^4$ К. Такая высокотемпературная эпоха для EG 50 давно миновала.

В этой связи уместен вопрос: все ли физические процессы, из-за которых время остывания WD и SD в настоящий момент могло бы заметно отличаться, учтены? Так, при решении поставленной задачи мы не учли некоторые процессы, которые, возможно, могли бы внести заметные различия в остывании WD и SD. Отметим два из них.

1. В [13] на основе уравнений звездной эволюции подробно рассмотрены временные зависимости различных характеристик углеродного белого карлика с массой $1 M_{\odot}$. Эти результаты помогли обосновать некоторые допущенные нами приближения. Для сравнения, в принятом нами приближении мы определили временную зависимость поверхностной температуры белого карлика с той же массой и химическим составом. Существенные расхождения наших расчетов от результатов [13] были только после образования массивного кристаллизованного ядра. Из-за выделения скрытой теплоты при кристаллизации Ae вещества, остывание WD сперва замедляется, а потом ускоряется, так как теплоемкость вырожденного Ae вещества при этом процессе уменьшается [13]. В наших расчетах фазовый переход Ae вещества в кристаллическое состояние не учтен. Это оправдано тем, что у WD с массой $0.5 M_{\odot}$ плотность в центре на два порядка ниже, чем у WD с массой $1 M_{\odot}$, и поэтому кристаллическое ядро образуется при более низких температурах, до которых рассмотренный нами белый карлик еще не остыл. Однако у SD максимальная плотность Ae вещества доходит до $\sim 10^{11}$ г/см³, так что кристаллизация Ae вещества может происходить и при высоких температурах. На рис. 4 показана зависимость плотности вещества ρ холодного белого и странного карликов от накопленной массы $(m - M_{cor}) / (M - M_{cor})$, где $(m - M_{cor})$ - масса Ae вещества в сфере радиуса r . Как следует из этого рисунка 90% Ae вещества SD и WD с массой $0.5 M_{\odot}$ распределены одинаково. Значение плотности в этой области

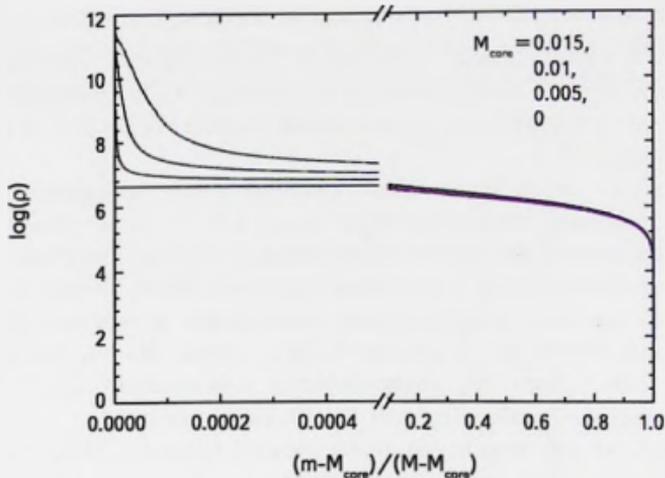


Рис.4. Зависимость плотности Ае вещества в WD и SD от $(m - M_{\text{core}})/(M - M_{\text{core}})$, где $(m - M_{\text{core}})$ - масса Ае вещества в сфере с радиусом r . Для наглядности область $(5 \cdot 10^{-4} + 0.1) M_{\odot}$ не показана. Очередность кривых сверху вниз соответствует такой же последовательности значений масс кварковых сердцевин.

не превышает $\sim 6 \cdot 10^6$ г/см³. При рассмотренных поверхностных температурах кристаллизироваться успевает меньше чем 10% Ае вещества таких SD. Поэтому этот эффект нами не учтен.

2. Как показано в [24] при сжатии вырожденного Ае вещества из-за неравновесной нейтронизации атомных ядер выделяется достаточно много тепловой энергии. Такой процесс происходит только у массивных WD, где плотность вещества достаточно высока. Согласно [23,25], железный белый карлик с массой близкой к пределу Чандрасекара за счет этой энергии остывает за время соизмеримое с космологическим временем. Поэтому следует ожидать, что SD, где плотность Ае вещества над кварковой сердцевиной на два порядка превышает порог нейтронизации атомных ядер, будет остывать медленнее, чем WD с массой $0.5 M_{\odot}$, где нейтронизация ядер не происходит из-за недостаточной плотности вещества.

Точный учет выделенной энергии при неравновесных β -процессах требует решение задачи на основе уравнений гидродинамики. Здесь же оценим величину этой энергии. Нейтронизация ядра железа $^{56}_{26}\text{Fe}$ происходит при плотности Ае вещества $\approx 10^9$ г/см³. Согласно рис.4 количество Ае вещества Δm , плотность которого в холодном странном карлике больше чем 10^9 г/см³, не превышает $4 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$. Если предположить, что в начальный момент в Ае веществе странного карлика имелись только ядра $^{56}_{26}\text{Fe}$, то после полного

охлаждения при сжатии звезды за счет неравновесного перехода железа в хром ${}^{56}_{24}\text{Cr}$ выделится тепловая энергия

$$U_{\text{Fe} \rightarrow \text{Cr}} = q \Delta m / 56 u_0, \quad (3)$$

где $q = (200 \div 500)$ КэВ - тепловая энергия, выделяемая при переходе одного ядра железа в ядро хрома [23], u_0 - атомная единица массы. Отношение этой энергии к тепловой энергии атомных ядер всей звезды U_T будет

$$U_{\text{Fe} \rightarrow \text{Cr}} / U_T = 8 \cdot 10^9 \left(\frac{q}{500} \right) \frac{\Delta m}{M_{\odot}} / T_c \leq 2.4 \cdot 10^5 / T_{c0}. \quad (4)$$

Если учесть последующие превращения ядер (${}^{56}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{56}_{22}\text{Ti} \rightarrow {}^{56}_{20}\text{Ca} \dots$), то это отношение увеличится, однако при рассмотренных в данной работе центральных температурах ($2 \cdot 10^7 \leq T_c \leq 3 \cdot 10^8$), всегда будет намного меньше единицы. Следовательно, замедление остывания SD из-за неравновесных β -процессов будет незначительным.

На первый взгляд покажется странным, что, изучая процесс остывания белых и странных карликов, делается попытка получить информацию о возможности существования самосвязанной кварковой материи. Сомнения по этому поводу усиливаются тогда, когда вспоминаем о неопределенностях композитного состава белых карликов и о несовершенностях таблиц и формул для непрозрачности звездного вещества. Однако даже при таких неопределенностях, изучая процесс остывания белых карликов, и сопоставляя наблюдательные данные с теоретическими результатами для верхнего предела значения магнитного момента нейтрино [21], получаются более строгие результаты, чем данные, полученные из лабораторных экспериментов.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре теории волновых процессов и физики ЕГУ, финансируемой Государственным комитетом по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения. e-mail: ghajyan@ysu.am

EG 50 WHITE OR STRANGE DWARF?

G.S.HAJYAN, Yu.L.VARTANYAN

Taking into account the neutrino energy losses the time dependences of the luminosities of a white dwarf and four strange dwarfs with masses of $0.5 M_{\odot}$ (the mass of white dwarf EG 50 with the surface temperature $2.1 \cdot 10^4$ K) has been determined. It was assumed that these configurations radiate only at the expense of thermal energy reserves. It has been shown that the sources of thermal energy due to nonequilibrium β -processes and the phenomenon of crystallization of the electron-nuclear matter in determining the cooling time of white and strange dwarfs with a mass of $0.5 M_{\odot}$ are insignificant. It has been shown that in the considered approximation, the time dependences of the luminosities of the white and strange dwarfs with a mass of $0.5 M_{\odot}$ differ noticeable only at surface temperatures $T_R \geq 7 \cdot 10^4$ K. So it is impossible to determine the whether EG 50 belongs to white or strange dwarfs.

Key words: *white dwarf: strange dwarf: cooling*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян и др., *Астрофизика*, 55, 113, 2012, (*Astrophysics*, 55, 98, 2012).
2. Yu.L.Vartanyan, G.S.Hajyan, G.V.Alaverdyan et al., in Proc. of 2nd Inter. Symp. on the Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity, Pos(MPCS2015) 006.
3. J.L.Provencal, H.L.Shipman, Erik Hog, *Astrophys. J.*, 494, 759, 1998.
4. N.K.Glendenning, *Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity*. Springer, Heidelberg 2000.
5. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, *Astrophys. J.*, 450, 253, 1995.
6. Ю.Л.Вартамян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, *Астрофизика*, 47, 223, 2004, (*Astrophysics*, 47, 223, 2004).
7. C.Alcock, A.Olinto, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38, 161, 1988.
8. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 3519, 1995.
9. H.S.Zapolsky, E.E.Salpeter, *Astrophys. J.*, 158, 809, 1969.
10. E.E.Salpeter, *Astrophys. J.*, 134, 669, 1961.
11. S.A.Kaplan, *AZh*, 27, 31, 1950 (in russian).
12. L.Mesiel, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 112, 583, 1952.
13. D.Q.Lamb, H.M. Van Horn, *Astrophys. J.*, 200, 306, 1975.

14. *J.B.Adams, M.A.Ruderman, C.H.Woo*, Phys. Rev., **129**, 1383, 1963.
15. *G.Beaudet, V.Petrosian, E.E.Salpeter*, Astrophys. J., **150**, 979, 1967.
16. *S.C.Vila*, Astrophys. J., **149**, 613, 1967.
17. *Yu.L.Vartanyan, G.S.Adzhyan, A.S.Arutyunyan*, AZh, **50**, 305, 1973 (in russian).
18. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2279, 1984.
19. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
20. *Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян*, Астрофизика, **57**, 601, 2014, (Astrophysics, **57**, 559, 2014).
21. *S.I.Blinnikov, N.V.Dudina-Barkovskaya*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **266**, 299, 1994.
22. *A.Burrows*, Phys. Rev. Lett., **44**, 1640, 1980.
23. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Physical Problems of The Theory of Stellar Evolution. М. НАУКА, 1989 (in russian).
24. *Г.С.Бисноватый-Коган, З.Ф.Сеидов*, Астрон. ж., **47**, 139, 1970.
25. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Письма в Астрон. ж., **13**, 1014, 1987.

