

УДК: 524.3-335.3

О СТРАННЫХ КВАРКОВЫХ ЗВЕЗДАХ МАЛЫХ МАСС С КОРОЙ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН

Поступила 15 сентября 2000

Принята к печати 1 марта 2001

В рамках модели мешка исследуются странные звезды малых масс с корой. Кора, которая состоит из вырожденных электронов и атомных ядер, имеет предельную граничную плотность ρ_{cr} , которая определяется массой коры, и не может превосходить значение $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, соответствующее плотности вылета нейтронов из ядер. Для различных значений ρ_{cr} в области малых масс ($M \leq 0.1 M_\odot$) вычислены серии конфигураций - найдена зависимость массы звезды M от центральной плотности ρ_c при $\rho_c = \text{const}$, когда $10^9 \text{ г/см}^3 \leq \rho_c \leq \rho_{cr}$, и для каждой серии определены параметры конфигурации, для которой нарушается условие $dM/d\rho_c > 0$. При понижении величины граничной плотности коры до 10^9 г/см^3 значение минимальной массы странных звезд уменьшается до значения $M_{\min} \sim 10^{-3} M_\odot$, а радиус доходит до 600 км.

В качестве абсолютно стабильного холодного вещества Виттенем [1] была предложена странная кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u , d , s - кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность. В работе [2] исследовалась зависимость стабильности странной кварковой материи от недостаточно точно известных феноменологических параметров модели мешка [3] - постоянной мешка B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия a_c и массы странного кварка m_s . Определенные наборы этих параметров могут приводить к реализации самоудерживающихся странных звезд. Основные свойства странных звезд, рассматривались в работах [4,5]. В работах [6,7] проводилось сопоставление параметров странных звезд с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд.

Вследствие того, что кварки связаны сильным взаимодействием, странная кварковая звезда имеет четко выраженную поверхность. Если реализуется такой вариант странной кварковой материи, когда избыточный электрический заряд кварков нейтрализуется электронами, последние, будучи связанными лишь кулоновским взаимодействием, могут частично покидать кварковую поверхность, распространяясь на сотни ферми, в результате чего у поверхности странной звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность поля достигает 10^{17} - 10^{18} В/см [5].

Так как при электронной электронейтрализации кварковой материи электрическое поле направлено наружу, то оно может поддерживать кору,

состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае- фаза). Кора не находится в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковым ядром лишь гравитацией. Вероятность туннельного перехода атомных ядер настолько мала [5], что обе фазы могут сосуществовать практически бесконечное время. Аеп- фаза, в которой вещество состоит из атомных ядер и вырожденных электронов и нейтронов, исключается из-за беспрепятственного перехода свободных нейтронов в странную кварковую материю. Странная звезда может приобрести кору во время своего образования или за счет аккреции вещества [8]. Для каждой конфигурации массы кварковой сердцевины и оседшего не кваркового вещества определяется не только толщина, но и максимальное значение плотности оболочки ρ_σ . При увеличении массы внешних слоев вследствие аккреции вещества, плотность у основания коры возрастает. Когда она достигает значения $\rho_{\text{дел}} \approx 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ (плотность вылета нейтронов из атомных ядер), дальнейшее увеличение массы оболочки становится невозможным из-за свободного перехода нейтронов в кварковую фазу. Поэтому ρ_σ не может превосходить значение $\rho_{\text{дел}}$.

Для странных звезд с массами больше $M_\odot$ вклад коры невелик - толщина порядка $180 + 500 \text{ м}$ при массе $\sim 10^{-5} M_\odot$ [9]. Резкий рост толщины коры наблюдается при малых массах странных звезд, где при некоторой минимальной массе нарушается условие $dM/d\rho_c > 0$. Устойчивость странных звезд с корой малых масс по методу Чандрасекара была исследована в [10]. Заметим, что для голых странных звезд, целиком состоящих из странной кварковой материи, возможно существование сколь угодно малых масс.

Целью данной работы является исследование параметров (радиуса, массы) странных звезд малых масс, при которых нарушается условие $dM/d\rho_c > 0$, в зависимости от значения граничной плотности коры.

Пренебрегая щелью в несколько сотен ферми между странной кварковой материей и корой, мы используем уравнение состояния, состоящее из двух частей. Первая часть описывает нормальное вещество Ае-фазы, уравнение состояния которого можно считать хорошо известным. Нами используются табличные данные уравнения состояния Бейма-Петика-Сазерленда [11], сшитого с уравнением состояния Фейнмана-Метрополиса-Теллера [12] при плотности $\rho = 10^4 \text{ г/см}^3$. Учитывая то обстоятельство, что не имеющие заряда свободные нейтроны могут свободно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей, максимальная плотность коры должна быть ограничена плотностью вылета нейтронов из ядер - $\rho_{\text{дел}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

Вторая часть уравнения состояния соответствует странной кварковой материи. В присутствии коры давление на границе кваркового ядра не доходит до нуля, а соответствует давлению перехода P_c . В работе [13] было показано, что влияние параметров модели мезон-нуклеон на минимальную

массу странных звезд оказывается незначительным, поэтому в настоящей работе мы рассматриваем лишь один набор параметров ($B = 60$ МэВ/фм³, $m_s = 175$ МэВ и $a_c = 0.05$). Для данного набора энергия на барион в зависимости от концентрации барионов имеет отрицательный минимум, что обеспечивает связанность странной кварковой материи.

В работах [14,15] были предприняты попытки переосмотра максимально допустимого значения граничной плотности коры. В первом случае учитывалось влияние значения химического потенциала электронов у поверхности странной звезды, во втором - механическое равновесие коры. Учитывая, что значение граничной плотности коры ρ_α ограничено лишь сверху, для ρ_α мы используем диапазон от $\rho_{\text{dnp}} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³ до максимальных плотностей, осуществляемых в белых карликах - $\rho = 10^9$ г/см³. Такой выбор обусловлен тем, что рассчитанные в [14,15] значения предельной граничной плотности коры лежат в данном диапазоне. Для этих двух предельных вариантов граничной плотности коры на рис.1 схематически изображена зависимость давления от плотности.

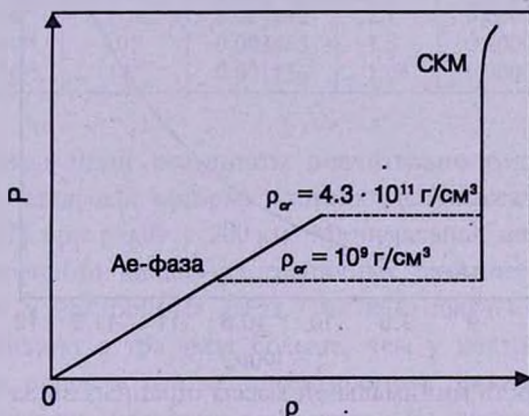


Рис.1. Схематическое представление зависимости давления от плотности для странной звезды с корой.

Для различных значений граничной плотности коры стандартным методом проинтегрирована система релятивистских уравнений звездного равновесия (система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова), получены интегральные параметры странной звезды с корой. Странные звезды с корой, как и голые странные звезды, имеют отличную от нейтронных звезд зависимость массы от радиуса [9]. Радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой за исключением тех конфигураций, для которых масса близка к максимальной, где начинает доминировать гравитация. Наличие коры приводит к качественному сходству зависимостей масса-радиус странной и нейтронных звезд при малых массах, где наблюдается резкий рост радиуса, в то время как у голых странной звезд масса и радиус одновременно стремятся к нулю. Зависимость массы от радиуса странной звезды с корой приведена в работе [9].

Для рассмотренного набора параметров мешка при максимальной граничной плотности коры минимальная масса странных звезд порядка $M_{\min} \sim 0.017 M_{\odot}$ с радиусом $R \sim 440$ км. У конфигураций, близких к минимально допустимой, двух-трехкилометровое кварковое ядро, в котором сосредоточено 99% общей массы звезды, удерживает кору из нормального вещества Ae-фазы, которой определяется более 99% общего радиуса. При понижении граничной плотности коры до значения $\rho_{\sigma} = 10^9$ г/см³ получаем $M_{\min} \sim 0.0012 M_{\odot}$ и $R \sim 575$ км. Таким образом, при понижении величины граничной плотности коры от $\rho_{\text{тип}} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³ до $\rho_{\sigma} = 10^9$ г/см³ значение минимальной массы странных звезд уменьшается более чем на порядок. Радиус оказывается менее чувствительным к этому параметру. Заметим также, что радиус кваркового ядра конфигураций минимальной массы изменяется от 2.6 км при $\rho_{\sigma} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³ до 1.05 км при $\rho_{\sigma} = 10^9$ г/см³. В табл.1 приводятся параметры кваркового ядра (ρ_c , M_c , R_c) и оболочки (M_{σ} , R_{σ}) странных звезд минимальной массы

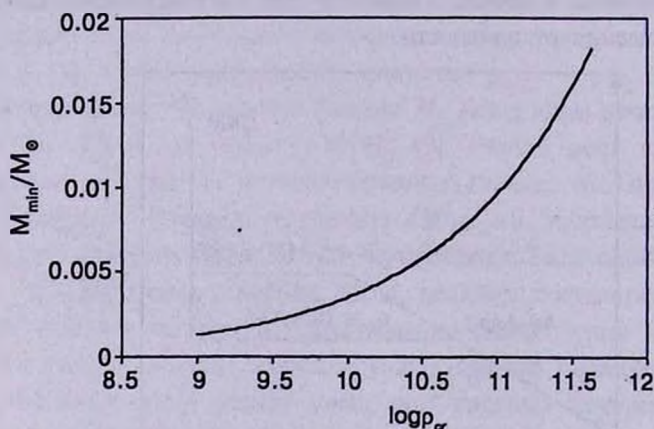


Рис.2. Зависимость минимальной массы странных звезд от граничной плотности коры.

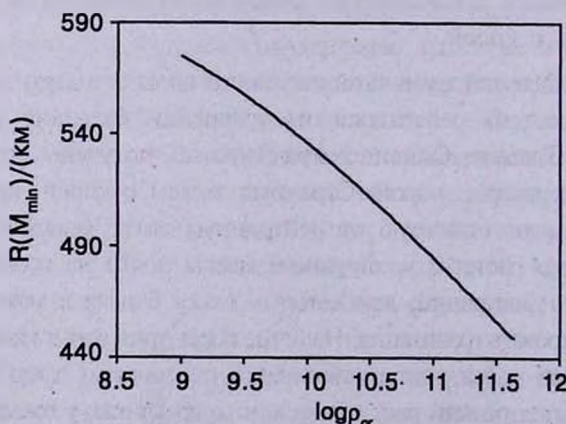


Рис.3. Зависимость радиуса, соответствующего минимальной массе странных звезд, от граничной плотности коры.

для различных значений граничной плотности коры ρ_σ .

Вычисления были произведены для различных значений ρ_σ , входящих в вышеуказанный интервал, для каждого из которых рассчитаны серии конфигураций и найдены точки, в которых нарушается условие $dM/d\rho_\sigma > 0$. Это позволило построить зависимости минимальной массы и соответствующего ей радиуса от граничной плотности коры, которые приведены на рис.2 и 3. Полученные кривые представляют интерес из-за неопределенности величины максимально допустимого значения граничной плотности коры, которую может удерживать странная звезда.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД МИНИМАЛЬНОЙ МАССЫ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ГРАНИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ КОРОЙ

ρ_σ , г/см ³	ρ_σ , г/см ³	M_c , $M_\odot$	R_c , км	M_c , $M_\odot$	R_c , км
$4.81 \cdot 10^{14}$	$4.3 \cdot 10^{11}$	0.017215	2.6	0.000172	445.4
$4.78 \cdot 10^{14}$	$8.3 \cdot 10^{10}$	0.008942	2.1	0.000056	493.9
$4.76 \cdot 10^{14}$	10^{10}	0.003463	1.5	0.000011	533.5
$4.75 \cdot 10^{14}$	10^9	0.001156	1.05	0.000002	574

Полученные нами результаты значительно отличаются от случая нейтронных звезд, для которых минимальная масса достигает значения $\sim 0.1 M_\odot$ [16,17] при радиусе 200 км. Минимальная масса странных звезд, для рассмотренного диапазона граничных плотностей, на порядок-два меньше, чем у нейтронных звезд. Так как полученные нами значения радиуса примерно в три раза больше, чем у нейтронных звезд малых масс, то при одной и той же поверхностной температуре наши модели имеют на порядок большую светимость. На диаграмме Герцшпрунга-Рессела странные звезды с корой малых масс могут занять промежуточное положение между белыми карликами и нейтронными звездами.

Лишь путем наблюдательного различения странных и нейтронных звезд может быть решен вопрос о реализации той или иной теоретической модели. Наблюдательное обнаружение сверхплотных звезд малых масс с радиусом от 200 до 1000 км (например, методами гравитационного линзирования, используемыми для детектирования коричневых карликов) могло бы способствовать признанию гипотезы об абсолютной стабильности странной кварковой материи.

Данная работа проделана в рамках темы N2000-55, поддержанной Министерством образования и науки Республики Армения.

ON SMALL MASS STRANGE QUARK STARS WITH A CRUST

YU.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN

In the framework of bag model small mass strange stars with a crust are investigated. Consisting of degenerated electrons and atomic nuclei crust has limit boundary density ρ_{cr} , which is determined by crust mass and can not exceed $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ gm/cm}^3$ corresponding to neutrons drip density (from nuclei). For different values of ρ_{cr} in small masses region ($M \leq 0.1 M_{\odot}$) the series of configurations are calculated - the dependence of star mass M on central density ρ_c is found at $\rho_{cr} = \text{const}$ for $10^9 \text{ gm/cm}^3 \leq \rho_{cr} \leq \rho_{drip}$, and for each series the parameters of configuration are determined, for which the condition $dM/d\rho_c > 0$ is violated. With reduction of crust boundary density to 10^9 gm/cm^3 minimal mass of strange stars drops to $M_{\min} \sim 10^{-3} M_{\odot}$ and radius can reach 600 km.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
2. E.Farhi, R.L.Jaffe, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
3. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1971.
4. P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
5. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys J., 310, 261, 1986.
6. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Астрофизика, 37, 499, 1994.
7. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
8. N.K.Glendenning, F.Weber, Astrophys. J., 400, 647, 1992.
9. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Астрофизика, 42, 439, 1999.
10. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Astrophys. J., 450, 253, 1995.
11. G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
12. R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller, Phys. Rev., 75, 1561, 1949.
13. А.К.Григорян, Ученые записки ЕГУ, 1 (190), 46, 1999.
14. B.V.Martemyanov, Phys. Rev., D49, 4293, 1994.
15. Y.F.Huang, T.Lu, Astron. Astrophys., 325, 189, 1997.
16. Г.С.Саакян, Ю.Л.Вартанян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
17. Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 2, 45, 1966.