

МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА ГИБРИДНЫХ ЗВЕЗД В МОДЕЛИ КВАРКОВОГО МЕШКА

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 17 мая 2017

Принята к печати 3 октября 2017

Исследуется влияние модельных параметров уравнения состояния кваркового вещества на величину максимальной массы гибридной звезды. Кварковое вещество описывается в рамках расширенной модели мешка МТИ с учетом поправок одноглюонного обмена. Для нуклонного вещества в области плотностей, соответствующей фазовому переходу, использовано релятивистское уравнение состояния, рассчитанное с учетом двухчастичных корреляций на основе применения мезонно-обменного потенциала Бонна. Построением Максвелла рассчитаны характеристики фазового перехода первого рода и показано, что при фиксированном значении константы сильного взаимодействия α , барионные концентрации сосуществующих фаз монотонно растут с ростом постоянной мешка B . Показано, что при фиксированном значении константы сильного взаимодействия α , максимальная масса гибридной звезды увеличивается с уменьшением постоянной мешка B . Для заданного значения параметра мешка B максимальная масса увеличивается с ростом константы сильного взаимодействия α . Показано, что конфигурации гибридных звезд, с максимальными массами, равными или превышающими массу известного в настоящее время самого массивного пульсара, возможны при значениях константы сильного взаимодействия $\alpha > 0.6$ и достаточно малых значениях постоянной мешка.

Ключевые слова: *Гибридные звезды; максимальная масса; кварковое вещество; модель мешка*

1. Введение. Вопрос о возможном наличии кваркового вещества в недрах компактных звезд в течение последних нескольких десятилетий находится в центре внимания физиков-теоретиков. За это время было построено множество различных уравнений состояния сверхплотного вещества, допускающих фазовый переход вещества с адронным составом в вещество, составляющим которого являются освобожденные кварки. В рамках этих моделей были вычислены интегральные и структурные характеристики нейтронных звезд, центральная часть которых состоит из кварк-электронной *udse* плазмы. Компактные звезды такой структуры были названы гибридными звездами. Обнаружение массивных миллисекундных пульсаров с массами порядка двух солнечных масс: PSRJ1614-2230, с приведенным в работе [1] значением массы $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ и уточненным впоследствии в работе [2] значением $1.928 \pm 0.017 M_{\odot}$, и PSRJ0348+0432, с массой $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ [3], стимулировало появление новых работ (см., напр., [4-8]). Основной целью

этих работ являлось выявление моделей уравнения состояния сверхплотного вещества, приводящих к столь большим значениям массы компактной звезды, содержащей кварковое вещество. Известно, что фазовый переход к кварковому веществу приводит к смягчению уравнения состояния и тем самым к уменьшению максимальной массы звездной конфигурации. В связи с этим возникает необходимость выяснить насколько это смягчение в рамках той или иной модели влияет на максимальную массу звезды и как это согласуется с наблюдательным ограничением, обусловленным существованием вышеупомянутых массивных пульсаров.

В настоящей работе изучаются гибридные звезды, предполагая, что поверхностное натяжение между адронным и кварковым веществами настолько сильное, что адрон-кварковый фазовый переход удовлетворяет условиям Максвелла, приводящим к скачкообразному изменению плотности вещества при значении давления, соответствующем термодинамическому равновесию между двумя фазами. Для адронного вещества в околоядерной и надъядерной областями плотностей использовано релятивистское уравнение состояния, рассчитанное с учетом двухчастичных корреляций на основе применения мезонно-обменного потенциала Бонна [9]. Кварковое вещество описывается уравнением состояния, рассчитанным в рамках модели мешка Массачусетского технологического института (МТИ) [10] с учетом поправочных членов первого порядка по константе связи сильного взаимодействия [11].

2. Уравнение состояния вещества с адрон-кварковым фазовым переходом. Уравнение состояния вещества, имеющего адронную структуру, в настоящей работе построено путем сшивания четырех уравнений состояния. В области плотностей ниже плотности насыщения ядерной материи использованы уравнения Фейнмана-Метрополиса-Теллера [12], Бейма-Пстика-Сазерленда [13] и Бейма-Бете-Петика [14]. В околоядерной и надъядерной области плотностей использовано релятивистское уравнение состояния, рассчитанное с учетом двухчастичных корреляций на основе применения мезонно-обменного потенциала Бонна [9].

Для описания трехароматного кваркового вещества, состоящего из u , d , s кварков и электронов, использована расширенная модель кваркового мешка МТИ, в которой взаимодействия между кварками внутри мешка учтены в приближении одноглюонного обмена [11]. Термодинамические свойства кваркового вещества определяются из приходящихся на единицу объема больших термодинамических потенциалов Ω_i ($i = u, d, s, e$). Термодинамический потенциал кварковой компоненты зависит как от химических потенциалов кварков, так и от масс кварков, феноменологического параметра модели мешка B и константы кварк-глюонного взаимодействия α_s :

$$\Omega_Q(\{\mu_f\}, \{m_f\}, B, \alpha_s) = \sum_{f=u,d,s,e} \Omega_f(\mu_f, m_f, \alpha_s) + B. \quad (1)$$

Уравнение состояния β -равновесной электронейтральной кварк-электронной плазмы определяется в параметрическом виде

$$\begin{aligned} P(\mu_B^{QM}) &= - \sum_{i=u,d,s,e} \Omega_i - B, \\ \epsilon(\mu_B^{QM}) &= \sum_{i=u,d,s,e} (\Omega_i + \mu_i n_i) + B, \\ n_B^{QM}(\mu_B^{QM}) &= \frac{1}{3} (n_u + n_d + n_s), \end{aligned} \quad (2)$$

где μ_B^{QM} - барионный химический потенциал, а n_B^{QM} - плотность барионного числа кварковой фазы.

Для токовых масс кварков мы использовали значения $m_u = 3$ МэВ, $m_d = 5$ МэВ и $m_s = 100$ МэВ, в соответствии с последними данными, приведенными в работе [15]. Численные значения параметров модели B и α_s точно неизвестны. Учитывая то обстоятельство, что выражения для термодинамических потенциалов кварков Ω_f включают также и член первого порядка по константе сильного взаимодействия α_s , в наших расчетах мы ограничились интервалом варьирования $0 \leq \alpha_s \leq 0.4$. Для определения возможных значений постоянной мешка B (при выбранном значении α_s) соответствующим фазовому переходу первого рода между веществом, состоящим из адронов, и кварковым веществом, состоящим из освобожденных кварков u , d , s и электронов, мы, следуя [11,16], исходили из следующих рассуждений. Гибридные звезды будут существовать, если параметры модели таковы, что обеспечивают сосуществование адронной и кварковой фаз. При построении Максвелла считается, что каждая фаза в отдельности является электронейтральной и при некотором значении давления P_0 барионные химические потенциалы обеих фаз приравняются:

$$P^{(HM)} = P^{(QM)} = P_0, \quad \mu_B^{(HM)}(P_0) = \mu_B^{(QM)}(P_0). \quad (3)$$

Гипотеза о том, что трехароматное uds вещество может быть абсолютно устойчивым, т.е. основным состоянием вещества при нулевом давлении, будет иметь место, если энергия, приходящаяся на барион при нулевом давлении, будет меньше, чем аналогичная характеристика наиболее связанного ядра железа

$$E_1^{uds} < \frac{M_{Fe}}{56} 930.4 \text{ МэВ}.$$

В то же время, приходящаяся на барион энергия двухароматного электрически нейтрального нестранного ud вещества не может быть меньше энергии покоя нейтрона, так как в противном случае нейтроны объединились

бы на более крупные капли uds вещества: $E_1^{uds} > 939.6$ МэВ.

Уравнением

$$E_1^{uds}(B, \alpha_s) = 930.4 \quad (4)$$

определяется верхняя граница параметра $B_{\max}^{SS}(\alpha_s)$, соответствующая существованию самосвязанного uds вещества и, следовательно, таких звездных объектов, какими являются странные звезды. Верхняя граница $B_{\max}^{SS}(\alpha_s)$ для странных звезд одновременно является нижней границей параметра мешка для гибридных кварк-адронных звезд ($B_{\min}^{QHS}(\alpha_s) = B_{\max}^{SS}(\alpha_s)$).

Уравнением

$$E_1^{ud}(B, \alpha_s) = 939.6 \quad (5)$$

определяется нижняя граница параметра $B_{\min}^{SS}(\alpha_s)$, соответствующая существованию странных звезд.

На рис.1 в плоскости $B-\alpha_s$ представлены области, соответствующие странным и гибридным звездам. Область, ограниченная кривыми $B_{\min}^{SS}(\alpha_s)$

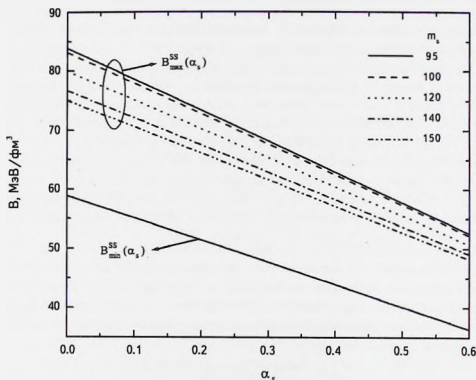


Рис.1. Области значений параметров модели мешка B и α_s , соответствующие странным (SS) и адрон-кварковым гибридным (HQS) звездам. Область между кривыми $B_{\min}^{SS}(\alpha_s)$ и $B_{\max}^{SS}(\alpha_s)$ соответствует странным звездам. Область выше кривой $B_{\min}^{SS}(\alpha_s)$, соответствует гибридным звездам.

и $B_{\max}^{ss}(\alpha_s)$, соответствует таким сочетаниям параметров модели мешка B и α_s , которые приводят к существованию странных звезд. Область выше кривой $B_{\max}^{ss}(\alpha_s)$ соответствует гибридным кварковым звездам. Комбинации значений B и α_s этой области обеспечивают при некотором значении давления P_0 выполнение условия сосуществования двух фаз (3). С целью демонстрации чувствительности границы $B_{\max}^{ss}(\alpha_s)$ от значения массы странного кварка, на рисунке приводятся линии, соответствующие значениям массы странного кварка $m_s = 95; 100; 120; 140; 150 \text{ МэВ}$.

Известно, что в случае максвелловского фазового перехода плотность барионного числа n и плотность энергии ϵ при давлении P_0 имеют скачок. Плотность барионного числа в точке перехода для нуклонной фазы определяется выражением $n_N = n^{NM}(P_0)$, а для кварковой вещества - $n_Q = n^{QM}(P_0)$. На рис.2 представлены зависимости пороговых значений барионных концентраций n_N и n_Q от параметра мешка B для трех значений константы сильного взаимодействия $\alpha_s = 0; 0.2; 0.4$. Видно, что с увеличением параметра мешка B концентрации перехода монотонно растут. С увеличением константы сильного взаимодействия α_s , кривые слегка меняются по форме и одновременно

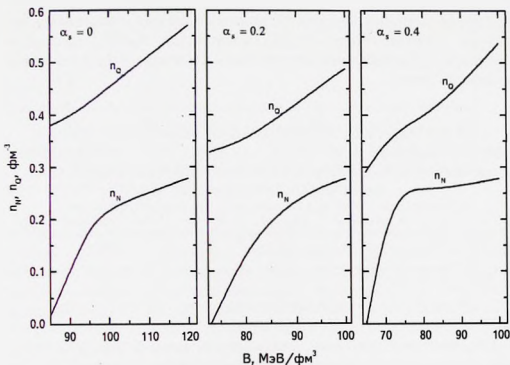


Рис.2. Зависимости пороговых значений барионных концентраций n_N и n_Q фазового перехода от параметра мешка B для трех значений константы сильного взаимодействия $\alpha_s = 0; 0.2; 0.4$.

перемещаются в сторону низких значений параметра B . Заметим, что при малых значениях параметра мешка B плотность барионного числа нуклонной фазы n_b , соответствующая фазовому равновесию, может быть меньше нормальной ядерной плотности $n_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$. Фазовые переходы такого характера встречаются и в прежних наших работах [17,18], в которых путем сочетания нескольких вариантов уравнений состояния нуклонного вещества с вариантами уравнения состояния кваркового вещества, полученными в рамках модели мешка МТИ при разных значениях параметров модели m_s , B и α_s , были рассчитаны характеристики максвелловского фазового перехода и изучены нейтронные звезды с сердцевиной из кварк-электронного вещества.

3. *Конфигурации гибридных звезд с максимальной массой.* Используя набор различных значений параметров B и α_s , модели мешка МТИ, соответствующие максвелловскому сценарию фазового перехода первого рода, была интегрирована система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G}{r^2 c^2} \frac{(\varepsilon(P) + P)}{1 - \frac{2Gm}{rc^2}} \left(m + \frac{4\pi r^3 P}{c^2} \right), \quad \frac{dm}{dr} = \frac{4\pi r^2}{c^2} \varepsilon(P) \quad (6)$$

при разных значениях центрального давления и найдены параметры конфигураций гибридных звезд с максимальной массой. В табл.1 приводятся параметры конфигураций максимальной массы для четырех наборов параметров кваркового мешка.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ РЯДА КОНФИГУРАЦИЙ ГИБРИДНЫХ ЗВЕЗД С МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ. R_m - РАДИУС, $P_c^{(m)}$ - ЦЕНТРАЛЬНОЕ ДАВЛЕНИЕ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ КОНФИГУРАЦИИ С МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ $M_{\max}$

α_s	B , МэВ/фм ³	$M_{\max} / M_\odot$	R_m , км	$P_c^{(m)}$, МэВ/фм ³
0.2	73	1.72	9.43	400
	90	1.57	9.38	512
0.4	65	1.82	10.01	350
	80	1.68	10.22	394

На рис.3 в плоскости $B-\alpha_s$ показаны линии уровня функции $M_{\max}(B, \alpha_s)$ для различных значений максимальной массы гибридных звезд. Из рисунка видно, что максимальная масса имеет сравнительно большое значение при малых значениях постоянной мешка B и больших значениях константы связи

сильного взаимодействия α_s . Но для фиксированного значения α_s постоянная B ограничена снизу значением $B_{\min}^{QHS}(\alpha_s) = B_{\min}^{SS}(\alpha_s)$, определяемым из условия (4). Именно это ограничение постоянной B и приводит при заданном значении параметра взаимодействия α_s к ограничению максимальной массы сверху. С увеличением константы связи сильного взаимодействия α_s нижняя

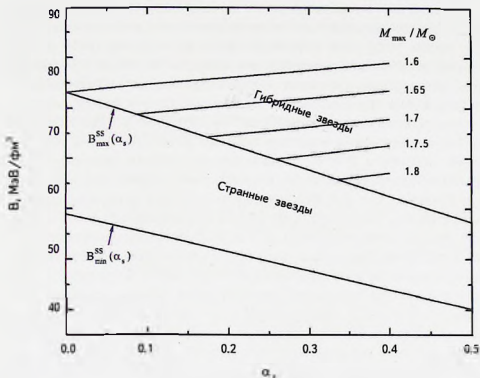


Рис.3. Линии уровня функции $M_{\max}(B, \alpha_s)$ для различных значений максимальной массы гибридных звезд.

граница допустимых значений постоянной мешка B уменьшается, что, в свою очередь, приводит к увеличению верхней границы максимальной массы гибридных максвелловских звезд. Увеличивая константу связи α_s и одновременно уменьшая постоянную мешка B до значений $B_{\min}^{QHS}(\alpha_s)$, конечно, можно достичь значений максимальной массы гибридных звезд превышающих $2M_{\odot}$. Но следует учитывать, что полученное в рамках расширенной модели мешка [11] выражение для термодинамического потенциала включает поправки учета взаимодействия между кварками внутри мешка в линейном приближении по α_s , что соответствует одноглюонному обмену. В связи с этим возникает вопрос о допустимости применения расширенной модели мешка МТИ при больших значениях константы сильного взаимодействия α_s . Кроме того, при

уменьшении постоянной мешка B , как уже было отмечено, уменьшается плотность барионного числа нуклонной фазы $n_N = n^{NM}(P_0)$, соответствующей фазовому равновесию. При достаточно малом значении B плотность n_N станет настолько меньше нормальной ядерной плотности, что возникнет вопрос о неадекватности такого набора значений параметров модели B и α_s .

4. Заключение. В настоящей работе изучены кварк-адронные гибридные звезды на основе уравнения состояния, полученного в рамках расширенной модели мешка МТИ. Для нуклонного вещества в околоядерной области плотностей использовано релятивистское уравнение состояния, рассчитанное с учетом двухчастичных корреляций на основе применения мезонно-обменного потенциала Бонна. Найдены области значений параметров модели мешка B и α_s , соответствующие как гибридным звездам, так и самосвязанному трехароматному кварковому веществу и странным звездам. Для разных сочетаний значений параметров B и α_s , принадлежащих области гибридных звезд, построением Максвелла рассчитаны характеристики фазового перехода первого рода и показано, что при фиксированном значении константы сильного взаимодействия α_s барионные концентрации сосуществующих фаз монотонно растут с ростом постоянной мешка B . В области малых значений постоянной мешка B плотность барионного числа n_N нуклонной фазы, соответствующая фазовому равновесию, может принимать значения меньше нормальной ядерной плотности n_0 . Путем численного интегрирования системы уравнений ТОВ вычислены интегральные параметры гибридных звезд и получены зависимости максимальной массы от значений параметра модели B и α_s . Показано, что при фиксированном значении константы сильного взаимодействия α_s максимальная масса гибридной звезды увеличивается с уменьшением постоянной мешка B . Для заданного значения постоянной B максимальная масса увеличивается с ростом константы сильного взаимодействия α_s .

Результаты нашего анализа в рамках расширенной модели мешка МТИ показывают, что конфигурации гибридных звезд, с максимальными массами равными или превышающими массу известного в настоящее время самого массивного пульсара, возможны при значениях константы сильного взаимодействия $\alpha_s > 0.6$ и достаточно малых значениях постоянной мешка, близких к значению $B_{\text{min}}^{\text{ONS}}(\alpha_s)$, определяемом условием (4). Но вопрос применимости приближения одноглюонного обмена при таких значениях параметра α_s остается пока открытым.

Поскольку свойства гибридных звезд зависят от уравнений состояния как адронного вещества, так и кваркового, то для полноты рассмотрения и достоверности заключения о возможном присутствии или отсутствии в недрах компактной звезды кваркового вещества необходимо рассматривать сочетания

ряда реалистических уравнений состояния адронного вещества с уравнением состояния кваркового вещества. Исследованию конфигураций гибридных звезд с максимальной массой при таком сочетании уравнений состояния, когда адронное вещество описывается в рамках релятивистской теории среднего поля, а кварковое вещество - в расширенной модели мешка МТИ, будет посвящена отдельная работа.

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: galaverdyan@ysu.am

MAXIMUM MASS OF HYBRID STARS WITHIN THE QUARK BAG MODEL

G.B.ALAVERDYAN, Yu.L.VARTANYAN

The effect of model parameters of quark matter equation of state on the magnitude of the maximum mass of a hybrid star is investigated. The quark matter is described within the framework of the extended MIT bag model with one-gluon exchange corrections taken into account. For nucleon matter within the density region, corresponding to a phase transition, the relativistic equation of state is used and calculated with consideration of two-particle correlations, based on the Bonn meson-exchange potential. Using Maxwell's construction, the characteristics of a first-order phase transition are calculated, and it is shown that for a fixed value of the strong interaction constant α_s , the baryon concentrations of the coexisting phases grow monotonically with increasing bag constant B . It is shown that for a fixed value of the strong interaction constant α_s , the maximum mass of a hybrid star increases with decreasing bag constant B . For a given value of the bag parameter B , the maximum mass increases with increasing strong interaction constant α_s . It is shown that the hybrid star configurations, with maximal mass equal to or exceeding the mass of the currently known most massive pulsar, are possible for the values of the strong interaction constant $\alpha_s > 0.6$, also for sufficiently small values of the bag constant B .

Key words: *Hybrid stars: maximum mass: quark matter: bag model*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Demorest, T.Pennucci et al.*, Nature, **467**, 1081, 2010.
2. *E.Fonseca et al.*, Astrophys. J., **832**, 167, 2016.
3. *J.Antoniadis et al.*, Science, **340**, 6131, 2013.
4. *M.Orsaria, H.Rodrigues, F.Weber, G.A.Contrera*, Phys. Rev. C, **89**, 015806, 2014.
5. *Li.W.Zuo, G.X.Peng*, Phys. Rev. C, **91**, 035803, 3015.
6. *Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, А.А.Шагинян*, Астрофизика, **58**, 297, 2015, (Astrophysics, **58**, 276, 2015).
7. *R.Lastowiecki, D.Blaschke, T.Fischer et al.*, Phys. Part. Nuclei, **46**, 843, 2015.
8. *D-R.Zhang, W-Z.Jiang, S-N.Wei et al.*, Eur. Phys. J. A, **52**: 142, 2016.
9. *F.Weber, N.K.Glendenning, M.K.Weigel*, Astrophys. J., **373**, 579, 1991.
10. *Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf*, Phys. Rev. D, **9**, 3471, 1974.
11. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev. D, **30**, 2379, 1984.
12. *R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller*, Phys. Rev., **75**, 1561, 1949.
13. *G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland*, Astrophysical Journal, **170**, 299, 1971.
14. *G.Baym, H.A.Bethe, C.J.Pethick*, Nucl. Phys. A, **175**, 225, 1971.
15. *C.Patrignani et al.* (Particle Data Group), Chinese Physics C **40**, 100001, 2016.
16. *P.Haensel, A.Y.Potekhin, D.G.Yakovlev*, Neutron Stars 1: Equation of State and Structure, Springer, New York, 2007, p.413.
17. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **46**, 445, 2003, (Astrophysics, **46**, 361, 2003).
18. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **47**, 65, 2004, (Astrophysics, **47**, 52, 2004).