

УДК: 524.354.6:539.12

СТРАННАЯ КВАРКОВАЯ МАТЕРИЯ И МОДЕЛИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

О.Л.ВАРТАНЯН, А.Р.АРУТЮНЯН, А.К.ГРИГОРЯН

Поступила 14 июля 1994

Принята к печати 20 августа 1994

В рамках модели мешка МИТ рассматривается абсолютно устойчивая странная кварковая материя, состоящая из u , d , s — кварков и электронов. Для реалистического диапазона параметров кваркового мешка вычислена пороговая плотность возникновения странной кварковой материи, которая осуществляется на поверхности самоудерживающихся странных звезд. На основе двенадцати рассчитанных уравнений состояния подробно исследованы серии конфигураций странных звезд, соответствующих наиболее известным наблюдательным данным. Показано, что энергия связи моделей существенно зависит от константы кварк-глюонного взаимодействия α_s .

1. *Введение.* В пионерской работе Амбарцумяна и Саакяна [1] впервые было обращено внимание на факт, что вырожденная ядерная плазма кроме нейтронов и небольшого количества протонов и электронов может содержать также странные барионы — гипероны. Для модели идеального газа были вычислены пороги стабильности различных гиперонов, которые оказывались значительно выше ядерной плотности и зачастую находились за точкой "Ландау — Оппенгеймера — Волкова" (точкой потери устойчивости нейтронных звезд). В работе Саакяна и Вартапяна [2] было показано, что учет ядерного взаимодействия значительно понижает пороги стабильности гиперонов и делает возможным их существование в недрах массивных устойчивых нейтронных звезд, так что правильнее их называть барионными звездами.

Новый интерес к странной ядерной плазме возник в середине восьмидесятых годов в связи с физикой кварков. Виттенем [3] было показано, что переход к кварковой фазе с образованием вещества, имеющего странность -1 на барион, энергетически выгоднее, чем нестранная кварковая плазма. Такое вещество,

названное странной кварковой материей, предполагается абсолютно стабильным состоянием холодного сверхплотного вещества, содержит примерно равное количество u , d , s -кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность, и может образовывать самоудерживающиеся, связанные состояния в виде так называемых "странных" звезд.

Основные свойства странных звезд рассматривались в работах [4,5]. Возможность существования сколь угодно малых масс, скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхъядерных значений до нуля и весьма слабое увеличение плотности к центру являются характерными особенностями странных звезд, сближающими их с пионными звездами, предложенными Хартлом [6] и детально исследованными Вартаняном и др. [7].

Из-за трудностей теории сильных взаимодействий в настоящее время невозможно однозначно выбрать определенную модель уравнения состояния для кварковой фазы. В качестве критерия выбора должна выступать идентификация рассчитанных интегральных параметров сверхплотных звезд с наблюдательными данными пульсаров и компактных источников рентгеновского излучения, точность которых, к сожалению, пока недостаточна.

В настоящей работе для уравнения состояния странной кварковой материи рассматривается модель мешка, разработанная в Массачусетском Технологическом институте (МТИ) [8]. В этой модели уравнение состояния определяется недостаточно точно известными феноменологическими параметрами — постоянной мешка B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Для различных наборов этих констант получаются уравнения состояния, которые могут приводить к реализации как странных звезд, рассматриваемых в данной работе, так и нейтронных звезд с кварковым ядром.

Нами рассмотрены двенадцать наборов параметров мешка, соответствующих наиболее вероятной области их изменения. Для рассчитанных уравнений состояния стандартным методом проинтегрирована система уравнений звездного равновесия (уравнения ТОВ), получены интегральные параметры странных звезд. Подробно исследуются модели максимальных масс, а также модели с массами $1.44M_\odot$ и $1.77M_\odot$ и гравитационным красным смещением $Z_s = 0.23$, соответствующими наиболее известным наблюдательным данным.

В следующих двух разделах кратко приводятся формализм уравнения состояния странной кварковой материи и система уравнений ТОВ. В разделе 4 приведены результаты расчета интегральных параметров странных звезд и проведено их сравнение с наблюдательными данными. В заключение обсуждается проблема параллельного существования нейтронных и странных звезд.

2. *Уравнение состояния.* В настоящей работе мы используем феноменологическую модель "мешка" для получения уравнения состояния странного кваркового вещества. В приближении этой модели странная кварковая материя представляет собой вырожденный ферми-газ u , d , s -кварков и электронов (позитронов). Предполагается, что кварки и глюоны заключены в области пространства, называемой "мешком", где удерживаются вакуумным давлением, характеризуемым постоянной мешка B . Параметр модели B фактически представляет собой плотность энергии вакуума в модели мешка. Другими параметрами, определяющими состояние странного кваркового вещества, являются постоянная кварк-глюонного взаимодействия α_c и масса странного кварка m_s . Массами u , d -кварков и вырожденных электронов пренебрегаем вследствие их малости. Равновесие ароматов кварков в кварк-электронной плазме устанавливается путем слабых взаимодействий

$$\begin{aligned} d &\rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \\ u + e &\rightarrow d + \nu_e, \\ s &\rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \\ u + e &\rightarrow s + \nu_e, \\ u + s &\rightarrow d + u. \end{aligned} \quad (1)$$

Из (1) получаются соотношения между химическими потенциалами компонентов:

$$\begin{aligned} \mu_d &= \mu_u + \mu_e, \\ \mu_d &= \mu_s \equiv \mu. \end{aligned} \quad (2)$$

Соотношения (2), дополненные условием электронейтральности системы

$$\frac{2}{3} n_u - \frac{1}{3} n_d - \frac{1}{3} n_s - n_e = 0, \quad (3)$$

где $n_i(\mu_i) = -\partial \Omega_i / \partial \mu_i$ — концентрации соответствующих составляющих ($i = u, d, s, e$), позволяют получить в зависимости от единственного независимого параметра, в качестве которого выбирается μ , основные термодинамические величины:

$$P(\mu) = - \sum_i \Omega_i(\mu) - B, \quad (4)$$

$$\rho_Q c^2 = \sum_i (\Omega_i + \mu_i n_i) + B, \quad (5)$$

$$n_Q = \frac{1}{3} (n_u + n_d + n_s), \quad (6)$$

$$\mu_Q(P) = (\rho_Q(P) c^2 + P)/n_Q(P). \quad (7)$$

Здесь Ω_i — полученные в линейном приближении по α_c термодинамические потенциалы ($i = u, d, s, e$) [9], определяющие свойства странного кваркового вещества. Эти величины зависят от α_c и соответствующих μ_i , а в случае Ω_s также и от m_s и ρ_R — точки перенормировки для массы странного кварка, для которой выбирается значение 313 МэВ [9]. ρ_Q , n_Q и μ_Q обозначают, соответственно, плотность энергии, барионную плотность и барионный химический потенциал кварковой фазы.

В работе Фэри и Джаффи [9] подробно исследовалось влияние параметров B , m_s на стабильность странной кварковой материи. В [10] рассматривалась структура странных звезд по всей области значений параметров сильного взаимодействия, где странная кварковая материя устойчива. В этой же работе путем обобщения феноменологических и теоретических данных адронной физики предлагались реалистические диапазоны изменения параметров модели мешка ($B \approx 50 \div 60$ МэВ/фм³, $m_s \approx 175 \div 200$ МэВ и $\alpha_c \approx 0.5 \div 0.6$).

В настоящей работе для двенадцати наборов параметров мешка, сгруппированных по значениям B и m_s в четыре серии, вычислены уравнения состояния. Основной величиной для определения связанности странной кварковой материи является средняя энергия на барион ε в зависимости от концентрации барионов n , которая связана с плотностью энергии ρ и давлением P соотношениями: $\rho = m_0 n (1 + \varepsilon/m_0)$ и $P = n^2 \partial \varepsilon / \partial n$, где $m_0 = M(^{56}\text{Fe})/56$. Для странных и пионных звезд [7] кривая $\varepsilon(n)$ при определенном значении n_{\min} имеет отрицательный минимум $-\varepsilon_{\min}$, чем и обусловлено существование странных звезд, которые являются гигантскими ядрами, удерживающимися сильным взаимодействием. Масса таких объектов ограничена сверху лишь эффектами ОТО. Наличие гравитации приводит также к незначительному увеличению плотности от поверхности (где плотность соответствует n_{\min}) к центру.

В табл.1 для каждой серии, соответствующей реалистическому диапазону изменения параметров B и m_s ($B = 55 \div 60$ МэВ/фм³, $m_s = 175 \div 200$ МэВ), выбраны значения постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c от 0.05 до предельно допустимого значения $(\alpha_c)_{\text{кр}}$, при котором средняя энергия на барион в точке минимума отрицательна. Здесь же для каждой модели приводятся значения пороговой плотности возникновения странной кварковой мате-

рии n_{\min}/n_0 ($n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$ — ядерная плотность), которая осуществляется на поверхности странных звезд, а также соответствующая этой плотности энергия связи на барион ϵ_{\min} , значение которой может быть существенным при рассмотрении ядерных реакций, идущих на поверхности. При значениях α_c , больших $(\alpha_c)_{np}$, в каждой из вышеуказанных серий обеспечены условия, при которых кварковое вещество может находиться в термодинамически равновесном состоянии с нуклонной компонентой. Использование соответствующих уравнений состояния приводит к реализации моделей нейтронных звезд с кварковым ядром, не рассматриваемых в данной работе.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ МИНИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И СООТВЕТСТВУЮЩЕЙ
ЕЙ ПЛОТНОСТИ БАРИОНОВ

Серия	B МэВ/фм ³	m_s МэВ	$(\alpha_c)_{np}$	Модель	α_c	ϵ_{\min} МэВ	n_{\min}/n_0
1	55	175	0.38	1.1	0.05	-45.985	1.84
				1.2	0.17	-30.778	1.81
				1.3	0.30	-12.732	1.78
				1.4	0.38	-0.051	1.77
2	55	200	0.31	2.1	0.05	-34.190	1.83
				2.2	0.17	-19.226	1.81
				2.3	0.31	-0.012	1.78
3	60	175	0.26	3.1	0.05	-28.452	1.97
				3.2	0.17	-13.022	1.94
				3.3	0.26	-0.028	1.92
4	60	200	0.18	4.1	0.05	-16.573	1.96
				4.2	0.18	-0.004	1.93

На рис. 1 приведены зависимости энергии, приходящейся на барион, от плотности барионов для двух моделей, различающихся значением α_c . Как видно из рисунка, значения минимальной энергии в немалой степени зависят от постоянной кварк-глюонного взаимодействия. Следует отметить, что для расчета энергии странного кваркового вещества в рамках модели МТИ определяющей оказывается зависимость именно от этого параметра кваркового мешка.

3. Основные уравнения. Основные параметры сферически-симметричных сверхплотных звезд получают путем численного интегрирования релятивистских уравнений звездного равновесия [11], дополненных уравнениями для оп-

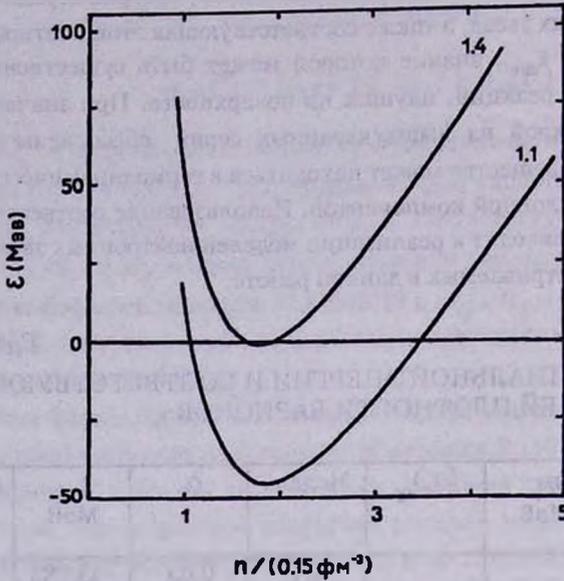


Рис.1. Зависимость энергии на барион ϵ от концентрации барионов n для моделей 1.1 и 1.4.

ределения релятивистского момента инерции [12]. Система этих уравнений имеет вид [13]:

$$dP/dr = -0.5r_g m r^{-2} (P + \rho) (1 + br^3 P/m) / (1 - r_g m/r), \quad (8)$$

$$dm/dr = b \rho r^2, \quad (9)$$

$$dm_o/dr = b \rho_o r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (10)$$

$$dm_p/dr = b \rho r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (11)$$

$$dv/dr = r_g m r^{-2} (1 + br^3 P/m) / (1 - r_g m/r), \quad (12)$$

$$dw/dr = 3r_g b r^{-4} e^{v/2} / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (13)$$

$$dl/dr = \frac{2}{3} b w p r^4 (1 + P/\rho) e^{-v/2} / (1 - r_g m/r)^{1/2}. \quad (14)$$

Здесь P , ρ и ρ_o определяются из уравнения состояния, $m(r)$ — накопленная в сфере радиуса r масса ($m(R) \equiv M$, где M — полная масса звезды), R — радиус звезды, который определяется из условия $P(R) = 0$. При этом $M_o \equiv m_o(R) = m_o A$, где A полное число барионов в звезде, а

$m_o = M(^{56}\text{Fe}) / 56$. $M_p \equiv m_p(R)$ — собственная масса. Через эту величину в ньютоновском пределе определяется как гравитационная энергия $E_G (E_G = M - M_p, E_G = - (G/c^2) \int_0^M m(r) dm/r)$, так и полная внутренняя энергия $E_{in} (E_{in} = M_p - M_o, E_{in} = 1/c^2 \int_0^R n\varepsilon dv)$. Метрический коэффициент $g_{oo}(r)$ ($ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$) связан с функцией $\nu(r)$, определяемой (12), соотношением

$$g_{oo}(r) = (1 - r_g M/R) e^{\nu(r) - \nu(R)}. \quad (15)$$

Через (15) можно вычислить гравитационное красное смещение

$$Z = \Delta\lambda/\lambda = [g_{oo}(r)]^{-1/2} - 1. \quad (16)$$

Уравнения (13) и (14) служат для определения релятивистского момента инерции I

$$I = l(R)/\Omega, \quad (17)$$

где

$$\Omega = w(R) e^{-\nu(R)} (1 - r_g M/R)^{1/2} + r_g l(R)/R^3. \quad (18)$$

В (8)–(14) μ , ρ и ρ_o выражены в системе единиц $m_\pi = \hbar = c = 1$, где m_π — масса π -мезона, \hbar — постоянная Планка, c — скорость света; m , m_o и m_p — в солнечных массах M_o , r — в км, момент инерции I — в $M_o \text{ км}^2$ (т.е. в единицах $1.989 \cdot 10^{43} \text{ г} \cdot \text{см}^2$). Коэффициент $r_g = 2GM_o/c^2 = 2.949 \text{ км}$ — гравитационный радиус Солнца. Коэффициент $b = 5.546 \cdot 10^{-4}$ обусловлен переходом от системы единиц CGS к используемой системе единиц.

Интегрирование начинается с центра конфигурации при $r=0$ и заканчивается при $r=R$, когда $P(R)=0$.

4. *Результаты расчета и наблюдательные данные.* Вычисления были проведены с использованием уравнений состояния для рассмотренных выше моделей. В зависимости от центральной плотности ρ_c были рассчитаны серии значений звездного радиуса R , полной массы M , массы покоя M_o , собственной массы M_p , релятивистского момента инерции I и красного смещения с поверхности звезды Z_s .

На рис.2 приведена зависимость массы от радиуса для двух моделей, различающихся лишь выбором значения постоянной мешка B . В отличие от случая нейтронных звезд для наших моделей радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой. Это обусловлено тем, что странные звезды связаны сильным взаимодействием и могут существовать даже при отсутствии самогравитации. Гравитация начинает доминировать в моделях, соответствующих верхнему изгибу кривой, приводя к существованию максимальной массы.

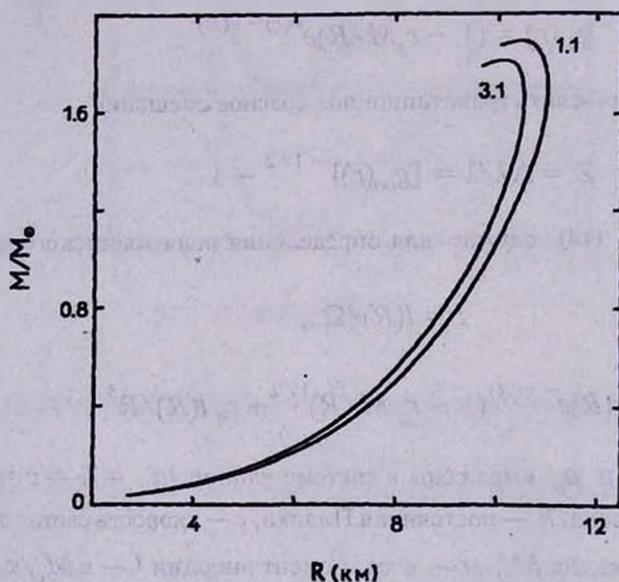


Рис.2. Зависимость полной массы M от радиуса R для моделей 1.1 и 3.1.

На рис.3 приведена зависимость плотности полной энергии от расстояния до центра для конфигураций различных масс. Даже для звездных моделей с $M = 1.44M_{\odot}$ плотность на поверхности уменьшается по отношению к центральной всего в два раза, что свидетельствует о весьма малой сжимаемости рассматриваемых конфигураций.

В табл.2 приводятся основные параметры звездных конфигураций максимальных масс. Для рассмотренного нами диапазона параметров мешка получены следующие значения максимальных масс: $M_{\max} = (1.75 + 1.86) M_{\odot}$

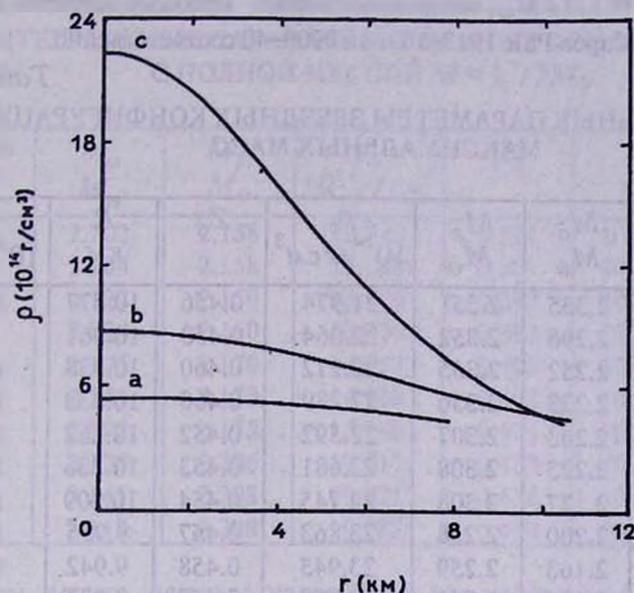


Рис.3. Зависимость плотности полной энергии ρ от расстояния до центра r для модели 1.3 (а. $M = 0.5M_{\odot}$; б. $M = 1.44M_{\odot}$; в. $M = M_{\max}$).

с соответствующими им радиусами $R_{\max} = (9.8 \div 10.4)$ км и центральными плотностями $(\rho_c)_{\max} = (2.2 \div 2.5) \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$. Необходимо отметить, что существенное влияние на максимальную массу странных звезд оказывает лишь параметр мешка B , в то время как влияние m_s и α_c пренебрежимо мало. Расчет конфигураций максимальных масс обусловлен важностью сопоставления параметров теоретических моделей с наблюдаемыми параметрами звездных объектов, посредством которого решается вопрос о реализации той или иной теоретической модели.

Наиболее точно определенной в настоящее время считается масса двойного радиопульсара PSR 1913+16 $M = (1.442 \pm 0.003) M_{\odot}$ [14], воспроизводимая во всех наших моделях. Особый интерес для нас представляет массивный двойной рентгеновский пульсар 4U0900-40 с массой $M = (1.56 \div 1.98) M_{\odot}$ [15]. Наиболее вероятное значение массы этого пульсара $M = 1.77 M_{\odot}$ не достигается для наших моделей 4-ой серии. Уточнение массы 4U0900-40 может существенно ограничить допустимую область параметров мешка. В табл. 3 и 4 приводятся основные параметры звездных конфигураций с массами

$M = 1.44M_{\odot}$ и $M = 1.77M_{\odot}$, воспроизводящими наиболее вероятные наблюдаемые массы пульсаров PSR 1913+16 и 4U0900-40 соответственно.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
МАКСИМАЛЬНЫХ МАСС

Модель	M_{\max} M_{\odot}	M_o M_{\odot}	M_p M_{\odot}	$10^{14} \rho_c$ $г/см^3$	Z_s	R км	I $10^{45} г \cdot см^2$
1.1	1.860	2.335	2.351	21.974	0.456	10.377	1.883
1.2	1.860	2.296	2.352	22.064	0.458	10.361	1.87
1.3	1.860	2.252	2.355	22.272	0.460	10.338	1.871
1.4	1.861	2.223	2.356	22.289	0.460	10.333	1.870
2.1	1.829	2.263	2.307	22.592	0.452	10.262	1.802
2.2	1.827	2.223	2.308	22.681	0.453	10.236	1.792
2.3	1.825	2.177	2.308	22.745	0.454	10.209	1.784
3.1	1.785	2.200	2.258	23.863	0.457	9.955	1.665
3.2	1.786	2.163	2.259	23.945	0.458	9.942	1.662
3.3	1.787	2.134	2.261	24.030	0.459	9.932	1.660
4.1	1.756	2.131	2.217	24.364	0.452	9.850	1.596
4.2	1.755	2.092	2.117	24.577	0.454	9.821	1.586

Таблица 3

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
С ПОЛНОЙ МАССОЙ $M = 1.44 M_{\odot}$

Модель	M_o M_{\odot}	M_p M_{\odot}	$10^{14} \rho_c$ $г/см^3$	Z_s	R км	I $10^{45} г \cdot см^2$
1.1	1.738	1.674	8.626	0.290	10.647	1.500
1.2	1.709	1.674	8.662	0.290	10.631	1.496
1.3	1.675	1.674	8.696	0.291	10.615	1.491
1.4	1.655	1.677	8.726	0.292	10.607	1.491
2.1	1.718	1.677	8.959	0.293	10.579	1.480
2.2	1.690	1.678	9.035	0.294	10.553	1.473
2.3	1.654	1.678	9.109	0.295	10.522	1.465
3.1	1.713	1.685	9.883	0.305	10.282	1.405
3.2	1.684	1.685	9.915	0.306	10.268	1.402
3.3	1.661	1.686	9.944	0.306	10.260	1.401
4.1	1.694	1.690	10.324	0.309	10.209	1.385
4.2	1.663	1.690	10.396	0.310	10.183	1.378

Таблица 4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
С ПОЛНОЙ МАССОЙ $M = 1.77M_{\odot}$

Модель	M_o M_{\odot}	M_p M_{\odot}	$10^{14} \rho_c$ $г/см^3$	Z_s	R км	I $10^{45} г \cdot см^2$
1.1	2.202	2.158	13.343	0.391	10.810	1.947
1.2	2.164	2.158	13.388	0.391	10.793	1.942
1.3	2.122	2.159	13.426	0.392	10.777	1.937
1.4	2.094	2.160	13.438	0.393	10.769	1.936
2.1	2.175	2.170	14.752	0.400	10.658	1.888
2.2	2.141	2.173	14.969	0.402	10.624	1.878
2.3	2.098	2.175	15.146	0.404	10.500	1.867
3.1	2.176	2.206	19.017	0.433	10.182	1.733
3.2	2.141	2.208	19.021	0.434	10.167	1.729
3.3	2.112	2.208	19.087	0.434	10.162	1.729

Другим весьма важным параметром для наблюдательных проявлений странных звезд является момент инерции. Полученные нами значения $I_{\max} = (1.58 \div 1.88) \cdot 10^{45} г \cdot см^2$ значительно превосходят оценки нижней границы момента инерции для пульсара в Крабе $I \geq 0.8 \cdot 10^{45} г \cdot см^2$ [16], а других данных пока, к сожалению, нет.

Нами рассчитано гравитационное красное смещение с поверхности звезды Z_s , которое, в принципе, также является непосредственно наблюдаемым параметром. Полученные значения $Z_s = 0.45 \div 0.46$, соответствующие конфигурациям с максимальными массами, меньше, чем в случае нейтронных звезд. В [17, 18] рассматривался механизм определения гравитационного красного смещения с поверхности сверхплотных звезд путем измерения красного смещения аннигиляционных линий, наблюдаемых в спектральном интервале между 300 и 511 кэВ, при γ -вспышках. Из анализа излучения источника мартовской γ -вспышки 1979г., идентифицированного объектом SNR N49, было получено гравитационное красное смещение $Z_s = 0.23 \pm 0.05$ [19]. Рассмотренный в [19] обширный набор реалистических уравнений состояния вещества нейтронных звезд давал значения массы $M = (1.1 \div 1.6) M_{\odot}$ и радиуса $R = (10 \div 14)$ км для конфигураций с $Z_s = 0.23$. В табл.5 приводятся основные параметры конфигураций с $Z_s = 0.23$ для рассмотренных нами моделей странных звезд. Полученные для них узкие интервалы значений $M = (1.11 \div$

1.17) M_o и $R = (9.7 \div 10.2)$ км могут существенно облегчить идентификацию страных звезд в случае определения массы SNR N49.

Таблица 5

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
С ГРАВИТАЦИОННЫМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ $Z_s = 0.23$

Модель	M M_o	M_o M_o	M_p M_o	$10^{14} \rho_c$ г/см ³	R км	$10^{45} I$ г·см ²
1.1	1.168	1.365	1.307	7.110	10.148	1.071
1.2	1.167	1.354	1.319	7.180	10.153	1.082
1.3	1.163	1.322	1.313	7.192	10.127	1.072
1.4	1.160	1.301	1.310	7.198	10.112	1.066
2.1	1.158	1.348	1.308	7.297	10.097	1.059
2.2	1.157	1.325	1.308	7.350	10.071	1.054
2.3	1.155	1.296	1.306	7.404	10.040	1.046
3.1	1.121	1.297	1.266	7.776	9.752	0.958
3.2	1.117	1.270	1.262	7.787	9.731	0.951
3.3	1.114	1.250	1.259	7.794	9.716	0.946
4.1	1.112	1.269	1.257	7.946	9.681	0.936
4.2	1.111	1.246	1.256	7.994	9.657	0.931

В отличие от предыдущих работ нами вычислена энергия связи страных звезд E_B ($E_B = M_o - M$). Для всех рассмотренных моделей энергия связи имеет нормальный знак и существенно уменьшается с ростом α_c , о чем свидетельствует рис.4, на котором приведена зависимость энергии связи для двух моделей, различающихся значением α_c . Полученные значения коэффициента упаковки $\alpha = 0.16 \div 0.2$ ($\alpha = 1 - M/M_o$) показывают, что рассматриваемые модели связаны значительно сильнее нейтронных звезд.

Проблема быстрого вращения сверхплотных звезд рассматривалась рядом авторов (см., например, [20] и приведенные там ссылки). В качестве абсолютного верхнего предела угловой частоты однородного вращения выступает кеплеровская частота, соответствующая орбитальной скорости частицы на экваторе звезды. Минимальный период вращения конфигураций с максимальной массой может быть хорошо аппроксимирован выражением [21]

$$P_{\min} = 0.0276 \left(\frac{(R/\text{км})^3}{M/M_o} \right)^{1/2} \text{ мс.}$$

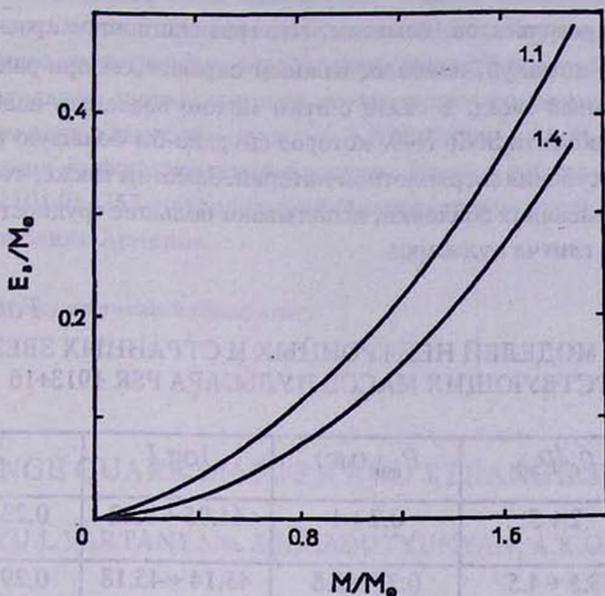


Рис. 4. Зависимость энергии связи E_B от полной массы M для моделей 1.1 и 1.4.

Для рассмотренных нами моделей минимальный период вращения $P_{\text{min}} = (0.64 \div 0.68)$ мс, в то время как наиболее быстрый из зарегистрированных на сегодняшний день пульсаров PSR 1937+21 имеет период $P = 1.558$ мс [22]. Более быстрое вращение ($P = 0.3$ мс) получается в случае пионных звезд, однако, они удовлетворяют наблюдательным ограничениям на массу лишь при предельно жестком уравнении состояния [23]. Открытие субмиллисекундных пульсаров способствовало бы решению проблемы выбора теоретических моделей.

5. Заключение. В настоящей работе для наиболее вероятной области изменения параметров мешка исследуются модели странных звезд в контексте их сравнения с наблюдательными данными. Важно рассмотреть возможность наблюдательного различения этих объектов от нейтронных звезд для того, чтобы установить существование одного из двух или обоих типов сверхплотных звезд.

В табл. 6 проводится сравнение центральной плотности, кеплеровского периода вращения, момента инерции и красного смещения странных и нейтронных звезд с массой $1.44 M_{\odot}$. Для нейтронных звезд использованы результаты расчета моделей с использованием шестнадцати уравнений состояния, рассмот-

ренных в [19], для странных звезд — полученные нами результаты. Отметим большую схожесть результатов, заметим, что гравитационное красное смещение Z_S является, пожалуй, наиболее важным параметром при различении странных и нейтронных звезд. В связи с этим можно возлагать надежды на определение массы объекта SNR N49, которое сыграло бы большую роль при выборе уравнения состояния сверхплотной материи. Заметим также, что модели странных звезд, не имеющих оболочки, испытывают большие трудности в стандартном объяснении глитча пульсаров.

Таблица 6

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ НЕЙТРОННЫХ И СТРАННЫХ ЗВЕЗД,
СООТВЕТСТВУЮЩИХ МАССЕ ПУЛЬСАРА PSR 1913+16

Модель	$\rho_c/\rho_{яд}$	P_{min} (мс)	$\log I$	Z_S
Нейтронные звезды	2 + 5	0.7 + 1	44.95 + 45.2	0.23 + 0.45
Странные звезды	3.5 + 4.5	0.75 + 0.8	45.14 + 45.18	0.29 + 0.31

Необходимо отметить, что если гипотеза возникновения странной кварковой материи при плотностях, сравнимых с ядерной, справедлива, то это ставит под сомнение существование массивных нейтронных звезд. В этом случае область существования нейтронных звезд сверху будет ограничена не центральной плотностью $\rho_{лов}$, соответствующей максимуму кривой $M(\rho)$ (точка Ландау–Оппенгеймера–Волкова), а плотностью возникновения странной кварковой материи ρ_Q . Для рассмотренных нами моделей $\rho_Q = (1.77 - 1.97)\rho_{яд}$, и лишь наиболее жесткие уравнения состояния [24, 25] при таких центральных плотностях способны воспроизвести массы $(1.1 - 1.8)M_\odot$, являющиеся наиболее распространенными для пульсаров и источников рентгеновского излучения [15]. Данные рассуждения, конечно, не отрицают возможности существования нейтронных звезд малых масс, о которых, правда, пока отсутствуют какие-либо наблюдательные данные.

Учитывая трудности теории сильных взаимодействий и модельный характер описания кварковой фазы, авторы считают, что вопрос существования странных звезд остается открытым. В альтернативной модели уравнения состояния [26] образование странной кварковой материи происходит в ядрах нейтронных звезд при плотностях, более чем в пять раз превышающих ядерную. В этом случае уже для некоторых реалистических уравнений состояния нейтронного вещества воз-

можно параллельное существование массивных нейтронных и странных звезд. Дальнейшее теоретическое исследование моделей странных звезд и уточнение наблюдательных данных помогут, по-видимому, разрешить этот вопрос.

Авторы выражают благодарность Э.В.Чубаряну и А.М.Атояну за помощь в преодолении информационной блокады. Данная работа проделана в рамках темы 46/101 93-353, поддержанной Министерством высшего образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

STRANGE QUARK MATTER AND STRANGE STARS MODELS

YU.L.VARTANYAN, A.R.HARUTYUNYAN, A.K.GRIGORYAN

Within the framework of the MIT bag model we study absolutely stable strange quark matter, consisting of u , d , s -quarks and electrons. For the realistic diapason of the quark bag parameters the threshold density for the appearance of strange quark matter, which is realized on the surface of strange stars, has been calculated. On the basis of twelve calculated variants of equations of state the series of the models of strange stars, corresponding to the most well-known observational data, are investigated in details. It has been shown that the binding energy of the models essentially depends on the constant of quark-gluon interactions α_c .

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
2. G.S.Sahakian, Yu.L.Vartanian, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963; Астрон. ж., 41, 193, 1964.
3. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
4. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
5. P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
6. J.B.Hartle, R.F.Sawyer, D.J.Scalapino, Astrophys. J., 199, 471, 1975.
7. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Г.Б.Алавердян, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
8. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
9. E.Farhi, R.L.Jaffe, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
10. O.G.Benvenuto, J.E.Horvath, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 241, 43, 1989.
11. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
12. J.B.Hartle, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
13. Ю.Л.Вартанян, Г.Б.Алавердян, Астрофизика, 31, 111, 1989.
14. J.H.Taylor, J.M.Weisberg, Astrophys. J., 345, 434, 1989.
15. F.Nagase, Publ. Astron. Soc. Jap., 41, 1, 1989.