

УДК: 524.354.6:539.12

Г. Б. Алавердян, А. Р. Арутюнян, Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян

Нейтронные звезды с кварковым ядром

(Представлено академиком НАН Армении Д. М. Седракяном 31/VIII 1993)

1. При плотностях, больших плотности обычной ядерной материи, вещество может быть подвергнуто фазовому переходу из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварковой плазмы. В последнее время в ряде теоретических работ были рассмотрены фазовые переходы в ядерной плазме к кварковой фазе с образованием вещества, имеющего странность $(^{1-3})$. Такое вещество с приходящейся на барион странностью, равной -1 , энергетически выгоднее, чем нестранное кварковое вещество. Высказанная в $(^3)$ гипотеза о том, что при нулевых давлении и температуре приходящаяся на барион энергия в «странном» кварковом веществе меньше, чем в случае обычной ядерной материи, была детально исследована Фэри и Джаффи $(^4)$, работа которых указывает на то, что с учетом трудностей теории сильных взаимодействий абсолютная стабильность странного кваркового вещества вполне вероятна. В отличие от обычных ядер, переходы которых в странное состояние посредством слабых взаимодействий затруднены из-за их пренебрежимо малых скоростей, физические условия внутри нейтронных звезд более благоприятны для таких переходов.

В данной работе на основании двух моделей сверхплотного холодного вещества, учитывающих возможность перехода к кварковой фазе в нуклонной среде, изучаются сферически-симметричные распределения материи, представляющие два типа существенно различающихся звездных конфигураций. Реализация рассмотренных моделей кваркового вещества предполагает существование двух классов сверхплотных объектов: звезд, состоящих из кваркового ядра и тонкой нуклонной оболочки с веществом обычной нейтронной звезды, и так называемых странных кварковых звезд, целиком состоящих из кваркового вещества и удерживаемых за счет кварк-глюонного взаимодействия.

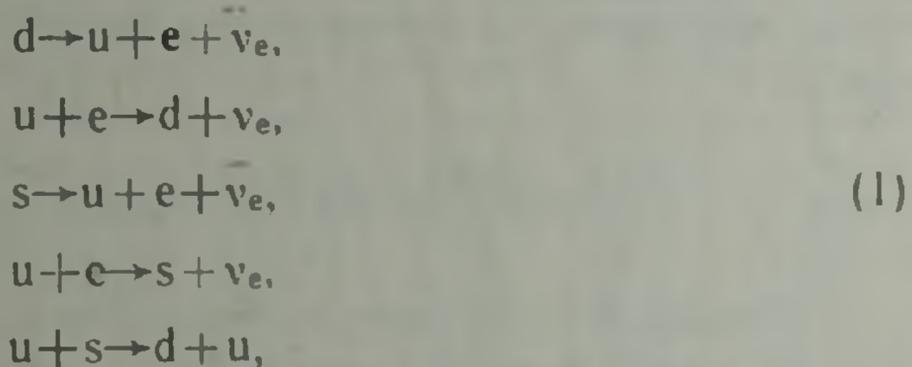
В зависимости от центрального давления подробно исследованы интегральные и структурные характеристики кварковых звезд со скачком плотности. В отличие от $(^{1,2})$ вычислена энергия связи, что весьма важно для исследования устойчивости таких конфигураций. Если параметры слонстых конфигураций с кварковым ядром сходны с аналогичными параметрами обычных нейтронных звезд, то странные кварковые звезды обладают рядом отличительных свойств, сближающих

их с пионными звездами, детально исследованными в (5).

2. Для описания кварковой фазы вещества используется разработанная в Массачусетском технологическом институте модель «мешка» (6). Рассмотрим термодинамику плазмы, состоящей из u , d , s -кварков и электронов. В такой плазме нет других ароматов кварков, а также μ -мезонов, так как их массы больше значений соответствующих химических потенциалов в рассматриваемой области.

Уравнение состояния странного кваркового вещества определяется феноменологическими параметрами модели «мешка» — постоянной «мешка» B , характеризующей вакуумное давление области, в которой находятся кварки, постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Массами u , d -кварков и вырожденных электронов пренебрегаем вследствие их малости. Мы используем в расчетах следующие значения параметров модели: $B = 60 \text{ MeV/fm}^3$, $m_s = 200 \text{ MeV}$ и два значения постоянной кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = 0,45$ и $\alpha_c = 0,17$.

Свойства странного кваркового вещества определяются полученными в линейном приближении по α_c термодинамическими и потенциалами Ω_i ($i = u, d, s, e$) (4). Химическое равновесие кварковой фазы поддерживается посредством реакций



определяющих связь между химическими потенциалами компонентов

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e, \quad (2)$$

$$\mu_d = \mu_s = \mu. \quad (3)$$

Условие электронейтральности имеет вид

$$\frac{2}{3} n_u - \frac{1}{3} n_d - \frac{1}{3} n_s - n_e = 0, \quad (4)$$

$$\text{где } n_i(\mu_i) = - \frac{\partial \Omega_i}{\partial \mu_i}. \quad (5)$$

Давление, соответствующее заданному μ , включает плотность энергии вакуума B в модели «мешка»:

$$P(\mu) = - \sum_i \Omega_i(\mu) - B. \quad (6)$$

Наконец, плотность энергии ρ_Q , барионная плотность n_Q и барионный химический потенциал μ_Q в кварковой фазе определяются выражениями

$$\rho_Q c^2 = \sum_i (\Omega_i + \mu_i n_i) + B, \quad (7)$$

$$n_Q = \frac{1}{3} (n_u + n_d + n_s), \quad (8)$$

$$\mu_Q(P) = \frac{\rho_Q(P) c^2 + P}{n_Q(P)}, \quad (9)$$

где индекс Q указывает на принадлежность данных величин кварковой фазе (соответствующие величины для нуклонной фазы — ρ_N , n_N , μ_N).

Фазовый переход первого рода нуклонной фазы, описываемой в данной работе моделью Бете—Джонсона I (⁷), в кварковую происходит при давлении P_0 , если выполняются условия $\mu_N(P_0) = \mu_Q(P_0)$ и $\mu_N(P) > \mu_Q(P)$ при $P > P_0$. В случае модели с $\alpha_c = 0,45$ мы имеем переход к кварковой фазе при $P_0 = 0,407 \cdot 10^{34}$ дин/см², характеризуемый параметрами перехода

$$n_Q = 0,291 \text{ fm}^{-3}, \quad n_N = 0,142 \text{ fm}^{-3},$$

$$\rho_Q = 5,030 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3, \quad \rho_N = 2,449 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

Для модели с $\alpha_c = 0,17$ кварковое вещество не может находиться в термодинамически равновесном состоянии с нуклонной фазой. Реализация этой модели обуславливает существование так называемых странных кварковых звезд, целиком состоящих из кваркового вещества и удерживаемых за счет кварк-глюонного взаимодействия. Характерные плотности на поверхности таких самоудерживающихся конфигураций

$$n_Q(0) = 0,290 \text{ fm}^{-3}, \quad \rho_Q(0) = 4,807 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

3. Основные параметры сферически-симметричных сверхплотных звезд получают путем численного интегрирования релятивистских уравнений звездного равновесия (уравнений Толмена—Оппенгеймера—Волкова), дополненных уравнениями для определения релятивистского момента инерции (⁸). Вычисления были проведены с использованием двух рассчитанных уравнений состояния, соответствующих двум значениям постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c . В зависимости от центрального давления P_c в табл. 1, 2 приведены значения звездного радиуса R ($P(R) = 0$), полной массы M ($M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr$), массы покоя M_0 ($M_0 = m_N \cdot 4\pi \int_0^R r^2 n e^{1/2} dr$), собственной массы M_p ($M_p = 4\pi \int_0^R r^2 \rho e^{1/2} dr$), релятивистского момента инерции I (⁹) и красного смещения с поверхности z для нейтронных звезд с кварковым ядром (модель Q , $\alpha_c = 0,45$) и странных кварковых звезд (модель SQ , $\alpha_c = 0,17$) соответственно. Последние два столбца табл. 1 дают значения массы M_c и радиуса R_c центрального кваркового ядра модели Q , а последний столбец табл. 2—значения плотности на поверхности для моделей SQ .

Из табл. 1, 2 следует, что для обеих моделей энергия связи отрицательна: $M < M_0$. Мы обращаем на это внимание в связи с тем, что в (^{1,2}) рассчитывалась лишь полная масса M и дефект массы не был оценен.

Зависимость массы от центрального давления в области фазового перехода характеризуется параметром скачка плотности λ , который в случае релятивистских моделей определяется как (¹⁰)

Нейтронные звезды с кварковым ядром ($\alpha_c=0,45$)

Таблица 1.

ρ_c 10^{35} дин/см ²	R, км	M, M _⊙	M _o , M _⊙	M _p , M _⊙	I, 10 ⁴⁴ г·см ²	Z,	M _c , M _⊙	R _c км
0,008	12,598	0,088	0,088	0,088	0,542	0,010	—	—
0,032	11,190	0,205	0,207	0,210	1,254	0,028	—	—
0,041	11,236	0,242	0,245	0,248	1,559	0,033	0,001	0,365
0,079	10,644	0,228	0,230	0,234	1,220	0,033	0,033	3,145
0,119	10,046	0,255	0,258	0,263	1,192	0,040	0,088	4,340
0,158	9,751	0,304	0,308	0,316	1,387	0,049	0,150	5,165
0,396	10,002	0,650	0,681	0,702	4,042	0,112	0,521	7,660
0,792	10,628	1,063	1,152	1,195	8,751	0,191	0,953	9,120
1,583	10,931	1,460	1,639	1,717	14,055	0,284	1,374	9,900
2,375	10,868	1,624	1,853	1,961	16,028	0,337	1,552	9,995
3,958	10,565	1,738	2,006	2,160	16,588	0,393	1,681	9,865
5,540	10,265	1,758	2,035	2,222	15,900	0,421	1,710	9,635
9,894	9,654	1,716	1,975	2,221	13,536	0,450	1,678	9,105

Таблица 2.

Странные кварковые звезды ($\alpha_c=0,17$)

ρ_c 10^{35} дин/см ²	R, км	M, M _⊙	M _o , M _⊙	M _p , M _⊙	I, 10 ⁴⁴ г·см ²	Z,	ρ_s , 10 ¹⁴ г/см ³
0,040	3,383	0,040	0,040	0,040	0,036	0,018	4,808
0,158	6,137	0,245	0,257	0,254	0,763	0,064	4,808
0,396	8,269	0,635	0,692	0,685	3,741	0,137	4,808
0,554	8,955	0,836	0,926	0,919	5,879	0,175	4,808
0,792	9,552	1,063	1,201	1,195	8,674	0,220	4,807
1,266	10,074	1,347	1,561	1,562	12,522	0,285	4,808
2,375	10,269	1,626	1,935	1,964	16,061	0,370	4,807
3,166	10,189	1,702	2,040	1,090	16,614	0,404	4,807
3,958	10,069	1,737	2,090	2,158	16,568	0,427	4,807
4,749	9,941	1,751	2,111	2,197	16,262	0,443	4,805
5,540	9,816	1,755	2,117	2,217	15,844	0,454	4,805
7,124	9,587	1,745	2,103	2,230	14,925	0,469	4,808
8,707	9,389	1,726	2,075	2,223	14,044	0,478	4,807

$$\lambda = \frac{\rho_0}{\rho_N + \rho_0/c^2} \quad (10)$$

Если $\lambda > 3/2$ (в нашем случае $\lambda = 2,017$), то на устойчивой ветви нейтронных звезд образуется дополнительный максимум — область неустойчивости. Конфигурации, для которых $dM/d\rho_c < 0$, неустойчивы.

У странных звезд масса не ограничена снизу и растет параллельно с ростом радиуса, что обусловлено весьма малой сжимаемостью таких объектов. Возможность существования сколь угодно малых масс является одной из основных особенностей странных кварковых звезд, сближающей их с пионными звездами.

В табл. 3 приведены максимальные массы и соответствующие им радиусы и моменты инерции для нейтронных звезд с пиконденсатным ядром (модель ВJ $a=0,411$)⁽⁸⁾, пионных звезд (модель ВJ $a=0,55$)⁽⁵⁾, нейтронных звезд с кварковым ядром (модель Q $\alpha_c=0,45$) и странных кварковых звезд (модель SQ $\alpha_c=0,17$). Наиболее точно определены в настоящее время масса пульсара PSR 1913+16 ($M/M_{\odot} = 1,43 \pm 0,07$) и момент инерции пульсара PSR 0531+21 ($I > 0,12 \cdot 10^{45}$ г см²)⁽¹¹⁾.

Параметры конфигураций максимальной массы

Модель	M_{\max} , M_{\odot}	I , 10^{45} г см^2	R , км
BJ $a=0,411$	1,448	0,699	8,295
BJ $a=0,55$	1,163	0,843	4,850
Q $\alpha_c=0,45$	1,758	1,590	10,265
SQ $\alpha_c=0,17$	1,755	1,584	9,816

В отличие от пионных звезд, удовлетворяющих наблюдательным ограничениям лишь при предельно жестком уравнении состояния ⁽¹²⁾, странные кварковые звезды удовлетворяют этим критериям. Сопоставление астрономических наблюдений с результатами теоретических расчетов позволит выяснить, какая из теоретических моделей реализуется в природе.

Ереванский государственный университет

Գ. Բ. ԱՎՎԵՐԻՅԱՆ, Ա. Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Կ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Քվարկային կորիզով նեյտրոնային աստղեր

Գերխիտ սառը նյութի մոդելի հիման վրա, որը հաշվի է առնում նուկլոնային միջավայրում քվարկային փուլի անցման հնարավորությունը, ուսումնասիրվում են քվարկային կորիզով նեյտրոնային աստղերը և տարօրինակ քվարկային աստղերը: Հիդրոստատիկ հավասարակշռության ռելյատիվիստական հավասարումների թվային ինտեգրման միջոցով կենտրոնական ճնշման տարբեր արժեքների դեպքում հաշվարկված են աստղային կոնֆիգուրացիաների M լրիվ զանգվածը, M_0 հանգստի զանգվածը, M_p սեփական զանգվածը, R շառավիղը, I իներցիայի ռելյատիվիստական մոմենտը և Z կարմիր շեղումը: Կատարված է առավելագույն զանգված ունեցող այդպիսի աստղերի ինտեգրալ պարամետրերի համեմատություն նմանատիպ պիոնային և պիկոնդենսատային կորիզով աստղերի բնութագրերի հետ:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ C. Alcock, E. Farhi, A. Olinto, *Astrophys. J.*, v. 310, p. 261 (1986). ² P. Haensel, J. L. Zdunik, R. Schaeffer, *Astron. Astrophys.*, v. 160, p. 121 (1986). ³ E. Witten, *Phys. Rev. D*, v. 30, p. 272 (1984). ⁴ E. Farhi, R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D*, v. 30, p. 2379 (1984). ⁵ Ю. Л. Вартамян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, *Астроф. ж.*, т. 61, с. 677 (1984). ⁶ G. Baym, *Proc. 1977 Les Houches Summer School*, eds. R. Balian, G. Ripka, North-Holland, Amsterdam, p. 745, 1978. ⁷ R. C. Malone, M. B. Johnson, H. A. Bethe, *Astrophys. J.*, v. 199, p. 741 (1975). ⁸ Ю. Л. Вартамян, Г. Б. Алавердян, *Тем. сб. Физика нейтронных звезд*, т. 1, с. 45, 1988. ⁹ G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland, *Astrophys. J.*, v. 199, p. 471 (1971). ¹⁰ З. Ф. Сеидов, *Астроф. ж.*, т. 253, с. 908 (1971). ¹¹ P. Haensel, M. Proszynski, *Astrophys. J.*, v. 258, p. 306 (1982). ¹² Ю. Л. Вартамян, Г. Б. Алавердян, *Астрофизика*, т. 24, с. 420 (1986).