

УДК: 524.354.6:539.12

## НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Ю. А. ВАРТАНЯН, Г. Б. АЛАВЕРДЯН

Поступила 30 мая 1988

Принята к печати 30 августа 1988

Исследуются нейтронные звезды, в которых из-за наличия пионного конденсата происходит фазовый переход первого рода. Вычисления проведены для двух уравнений состояния нуклонного компонента. Для пионного конденсата использована модель развитого конденсата, в котором учтено наличие вырожденных электронов и  $\mu$ -мезонов. Вычисления проведены для различных наборов ядерных констант. В зависимости от центральной плотности для трех серий нейтронных звезд со скачком плотности вычислены масса, полное число барионов, энергия связи, релятивистский момент инерции, красное смещение.

1. *Введение.* Возможность возникновения в ядерной среде пионного конденсата (п.к.) приводит к значительному смягчению уравнения состояния [1, 2]. В ряде моделей уравнение состояния приобретает ван-дер-ваальсовский вид, что приводит к фазовому переходу первого рода: во внутренних областях нейтронных звезд происходит скачок плотности, который может приводить к возникновению неустойчивости [3] и весьма интересным наблюдательным проявлениям с выделением энергии, порядка энергии взрыва сверхновых [4—6]. Поэтому детальное исследование вопросов устойчивости нейтронных звезд со скачком плотности представляет особый интерес.

В последнее время в ряде работ [7—9] были рассмотрены фазовые переходы в ядерной плазме к кварковой фазе с образованием вещества, имеющего странность. По всей вероятности такие переходы должны происходить при плотностях более высоких, чем плотность рождения пионного конденсата. В данной работе мы не будем рассматривать этот вопрос.

При исследовании вопросов устойчивости сверхплотных звезд полезно рассматривать зависимость массы  $M$  от центральной плотности  $\rho_c$  — кривую  $M(\rho_c)$ , а в случае наличия скачка плотности —  $M(P_c)$  ( $P_c$  — центральное давление). Фазовый переход со скачком плотности на устойчивой ветви этой кривой может приводить к возникновению дополнительного острого максимума. Именно конфигурации, расположенные в окрестно-

стях этого максимума, могут перейти из неустойчивой ветви на устойчивую с выделением колоссальной энергии. Если вычислению  $M(\rho_c)$  и других интегральных параметров обычных нейтронных звезд (без скачка плотности) посвящены многочисленные исследования, то нельзя то же сказать относительно конфигураций со скачком плотности. Такие сверхплотные звезды исследованы в [10—12]. В [11] приводится лишь кривая  $M(\rho_c)$ . Нет табличных данных об энергии связи. В [10] такая таблица имеется, однако из нее следует, что все конфигурации, расположенные в области нового максимума, имеют положительную энергию связи (аномальный дефект массы), т. е. реально существовать не могут. Возможно этот результат является следствием того, что для энергии п. к. в этой работе использована одна из первых нереалистических моделей, или ошибочного определения параметров точки фазового перехода (об этом см. ниже). В [12] проведено исследование влияния различных вариантов уравнения состояния на интегральные параметры нейтронных звезд со скачком плотности, у которых масса максимальна, а также конфигурации с фиксированным значением полного числа барионов. Исследованы также конфигурации в области фазового перехода (возникновения неустойчивости). В этой работе в дифференциальном уравнении для определения момента инерции выпущен коэффициент  $1/6$ , что может повлиять на вычисление момента инерции.

В данной работе мы подробно исследуем нейтронные звезды с фазовым переходом первого рода. Вычисления проведены для двух уравнений состояния нуклонного компонента. Для пионного конденсата использована модель развитого конденсата. В отличие от [12] в этом члене учтено наличие вырожденных электронов и  $\mu^-$ -мезонов. Вычисления проведены для трех различных наборов ядерных констант.

2. Уравнение состояния. Уравнение состояния сверхплотных звезд  $P(\rho_c)$  обычно записывается в параметрическом виде в зависимости от полной концентрации барионов (числа барионов в единице объема)

$$P = n^2 d\varepsilon(n)/dn, \quad (1)$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \varepsilon(n)/m_n c^2), \quad (2)$$

$$\rho_0 = m_n n. \quad (3)$$

Здесь  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность полной энергии,  $\varepsilon(n)$  — энергия, приходящаяся на барион,  $\rho_0$  — плотность массы покоя. При учете пионной конденсации  $\varepsilon$  представляется в виде суммы двух слагаемых

$$\varepsilon(n) = \varepsilon_0(n) + \varepsilon_\pi(n), \quad (4)$$

где  $\varepsilon_n(n)$  — энергия нормального компонента,  $\varepsilon_\pi(n)$  — энергия пионного конденсата. Каждая из этих величин определяется отдельно из условия своей минимальности. Такая некорректность, когда минимизируется не полная энергия  $\varepsilon$ , а ее отдельные слагаемые, присуща модели пионного конденсата и обусловлена трудностями теории сильного взаимодействия многих частиц. Для  $\varepsilon_0$  при  $n < n_0$  ( $n_0 = 0.17 \text{ Ф}^{-3}$  — ядерная плотность) воспользуемся результатами, протабулированными в [13]. В области же  $n > n_0$  мы воспользуемся двумя моделями: а) модель Пандерипанде (PN) [14] и б) модель Бете-Джонсона-Мелоне (BJ) [15]. Для  $\varepsilon_\pi$  воспользуемся моделью развитого пионного конденсата (р. п. к.) [16]. Результаты этой работы с учетом электрической заряженности р. п. к. были модернизированы в [17]. При этом энергия р. п. к. зависит от электрического заряда, приходящегося на барион  $\nu$ . При конкретных расчетах обычно рассматриваются два случая:  $\nu = 0$  (нейтронное вещество) и  $\nu = 1/2$  (ядерная материя). Правильнее рассматривать эту величину как функцию плотности:  $\nu = \nu(n)$  и учесть, что заряженность пионного конденсата делает необходимым его нейтрализацию через вырожденные электроны и  $\mu^-$  — мезоны [18]. В модели р. п. к. обычно принимается, что при сверхъядерных плотностях концентрации всех барионов равны. Тогда минимизация  $\varepsilon_\pi$  по концентрациям лептонов и пионов приводит к условию  $\beta$  равновесия-соотношению между химическими потенциалами:  $\mu_e = \mu_\mu = \mu_\pi$ . Получается замкнутая система уравнений, решение которой дает зависимость концентраций отдельных частиц от  $n$ , так что в результате и энергия р. п. к. зависит только от  $n$ :  $\varepsilon_\pi = \varepsilon_\pi(n)$  [19]. Однако эта величина зависит также от значения параметра  $a \equiv f^2(1 - \gamma)$ , где в системе единиц

$$m_\pi = \hbar = c = 1, \quad (5)$$

$f = g_A/F$ ,  $F = 1.35$  — константа распада пиона,  $g_A = 1.36$  — аксиальная константа,  $\gamma$  — фактор, учитывающий вклад нуклонных корреляций. Константы  $f$  и  $\gamma$  из-за модельного характера теории сильного взаимодействия многих частиц определяются неоднозначно. Обычно строятся модели, соответствующие различным значениям этих констант [17, 12]. Так как эти величины входят в  $\varepsilon_\pi$  не в отдельности, а в виде комбинации  $a$ , то здесь мы рассмотрим значения  $\varepsilon_\pi$ , соответствующие различным значениям  $a$ . Рассмотрим такие значения  $a$ , при которых  $\varepsilon(n)$  имеет ван-дер-ваальсовский вид. В [20] были рассмотрены модели, когда  $\varepsilon_{\min} < 0$ . В этом случае фазовый переход к нормальному компоненту невозможен. Ядерное вещество с пионным конденсатом не может

находиться в термодинамически равновесном состоянии с веществом обычных нейтронных звезд. Такое вещество может образовать самоудерживающиеся ядерные капли любых размеров — пионные звезды, масса которых сверху ограничена только эффектами ОТО. Здесь мы рассмотрим модели, когда  $\varepsilon_{\text{min}} > 0$ . В этом случае будет происходить фазовый переход первого рода со скачком плотности, который определяется из условия Гиббса: равенства химических потенциалов и давления

$$\mu_1 = \mu_2, \quad P_1 = P_2 = P_0. \quad (6)$$

Если иметь в виду, что  $\mu = (P + \rho)/n$ , то из (2) можно получить, что в точке перехода должно выполняться соотношение [19]

$$\varepsilon(n_2) - \varepsilon(n_1) = P_0 (1/n_1 - 1/n_2). \quad (7)$$

В [9] на основе одной из первых моделей пионного конденсата было рассмотрено уравнение состояния со скачком плотности, на основе которого вычислены модели нейтронных звезд. Если подставить из табл. 2 этой работы данные точки перехода в (7), то можно заметить, что они не удовлетворяют этому соотношению, т. е. определены ошибочно.

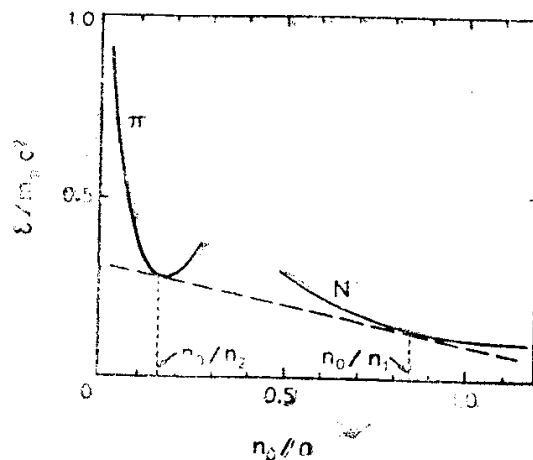


Рис. 1. Построение Максвелла в случае уравнения состояния PN,  $a_1 = 0.475$ .  $n_0$  — ядерная плотность.

Параметры точки перехода можно определить и графически из построения Максвелла, которое для одного варианта уравнения состояния приведено на рис. 1. В табл. 1 для трех вариантов приведены уравнения состояния, использованные в настоящей работе. В табл. 2 для этих уравнений состояния приведены значения характерных параметров в точке фазового перехода (скачка плотности).

Таблица 1

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

PN, $\alpha=0.475$			VJ, $\alpha=0.411$			VJ, $\alpha=0.5$		
$n$ $\Phi^{-3}$	$\rho$ $10^{15} \text{г/см}^3$	P $10^{35} \text{дин/см}^2$	$n$ $\Phi^{-3}$	$\rho$ $10^{15} \text{г/см}^3$	P $10^{35} \text{дин/см}^2$	$n$ $\Phi^{-3}$	$\rho$ $10^{15} \text{г/см}^3$	P $10^{35} \text{дин/см}^2$
0.05	0.084	0.005	0.10	0.169	0.017	0.10	0.169	0.017
0.07	0.118	0.008	0.15	0.255	0.045	0.15	0.255	0.045
0.09	0.153	0.012	0.20	0.342	0.093	0.20	0.342	0.093
0.11	0.187	0.017	0.25	0.433	0.164	0.25	0.433	0.164
0.13	0.221	0.023	0.30	0.524	0.261	0.30	0.524	0.261
0.15	0.256	0.030	0.40	0.715	0.530	0.32	0.568	0.317
0.17	0.290	0.038	0.47	0.845	0.831	0.65	1.180	0.317
0.19	0.325	0.050	0.68	1.280	0.831	0.70	1.275	0.448
0.20	0.338	0.055	0.70	1.318	0.894	0.80	1.470	0.757
0.98	1.713	0.055	0.80	1.532	1.340	0.90	1.665	1.137
1.00	1.736	0.083	0.90	1.748	1.874	1.00	1.867	1.658
1.10	1.913	0.374	1.00	1.968	2.490	1.10	2.075	2.260
1.25	2.183	1.001	1.10	2.202	3.363	1.25	2.402	3.432
1.40	2.464	1.824	1.25	2.559	4.856	1.40	2.742	4.899
1.55	2.757	2.924	1.40	2.943	6.685	1.50	2.982	6.153
1.70	3.061	4.340	1.50	3.211	8.203	1.70	3.490	8.859
1.90	3.493	6.566	1.70	3.777	11.493	2.00	4.328	14.517
2.10	3.952	9.404	2.00	4.736	18.162	2.50	5.977	27.971
2.30	4.446	12.916	2.50	6.602	33.667			
2.60	5.255	19.081						
2.90	6.154	26.756						

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

Ур-е состояния	$n_1$ $\Phi^{-3}$	$\rho_1$ $10^{15} \text{г/см}^3$	$n_2$ $\Phi^{-3}$	$\rho_2$ $10^{15} \text{г/см}^3$	$P_0$ $10^{35} \text{дин/см}^2$	$\lambda = \frac{\rho_2}{\rho_1 + P_0/c^2}$
PN, $\alpha=0.475$	0.198	0.338	0.985	1.713	0.546	4.98
VJ, $\alpha=0.411$	0.471	0.845	0.674	1.280	8.311	1.36
VJ, $\alpha=0.5$	0.322	0.568	0.655	1.180	3.166	1.96

3. Основные уравнения. Для нахождения основных параметров сферически-симметрических сверхплотных звезд необходимо проинтегрировать релятивистские уравнения звездного равновесия (уравнения Толмена—Оппенгеймера—Волкова, «TOV») [21], дополненные уравнениями для

определения релятивистского момента инерции  $I$  [13, 22]. Система этих уравнений имеет вид

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

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

$$dm_0/dr = b\rho_0 r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (10)$$

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

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

$$d\omega/dr = 3r_g l r^{-4} e^{\nu/2} / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (13)$$

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

Здесь  $P$ ,  $\rho$  и  $\rho_0$  определяются через (1) — (3),  $m(r)$  — накопленная в сфере радиуса  $r$  масса,  $m(R) \equiv M$ , где  $M$  — полная масса звезды,  $R$  — ее радиус, который определяется из условия  $P(R) = 0$ . При этом  $M_0 \equiv m_0(R) = m_n A$ , где  $A$  — полное число барионов в звезде.  $M_p \equiv m_p(R)$  — собственная масса. Через эту величину в ньютоновском

пределе определяется как гравитационная энергия  $E_G$  ( $E_G = M - M_p$ ,

$$E_G = - (G/c^2) \int_0^M m(r) dm/r), \text{ так и полная внутренняя энергия } E_{in}$$

$$\left( E_{in} = M_p - M_0, E_{in} = 1/c^2 \int_0^R n\varepsilon dv \right). \text{ Метрический коэффициент } g_{00}(r)$$

( $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$ ) связан с функцией  $\nu(R)$ , определяемой (12) соотношением

$$g_{00}(r) = (1 - r_g M/R) e^{\nu(r) - \nu(R)}. \quad (15)$$

Через (15) можно вычислить красное смещение

$$z = \Delta\lambda/\lambda = [g_{00}(r)]^{-1/2} - 1. \quad (16)$$

Уравнения (13) и (14) служат для определения релятивистского момента инерции  $I$  [12]

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

где

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

$$I(R)/2$$

Укажем, что в работе [12] в (13) вместо коэффициента 3 ошибочно написано 1/2.

В (8) — (14)  $P$ ,  $\rho$  и  $\rho_0$  выражены в системе единиц (5),  $m$ ,  $m_0$ ,  $m_p$  — в солнечных массах  $M_\odot$ ,  $r$  — в км, момент инерции  $I$  в  $M_\odot \cdot \text{км}^2$  (т. е. в единицах  $1.989 \cdot 10^{43}$  г · см<sup>2</sup>). Коэффициент  $r_g = 2GM_\odot/c^2 = 2.949$  км — гравитационный радиус Солнца. Возникновение этого коэффициента в (8) — (14) очевидно и не требует отдельных объяснений. Коэффициент  $b = 5.546 \cdot 10^{-4}$  и обусловлен следующим. Рассмотрим для примера множитель выражения (8), который содержит этот коэффициент:  $1 + br^3 P/m$ . Если пользоваться системой CGS, то имеем  $1 + 4\pi r^3 P/mc^2$ . Следовательно  $b = 4\pi r_n^3 P_n / M_n c^2$ , где  $r_n$ ,  $P_n$  и  $M_n$  переводные коэффициенты от CGS к используемой системе единиц. Подставляя значения переводных коэффициентов  $r_n = 10^5$ ,  $M_n = 1.989 \cdot 10^{33}$ ,  $P_n = m_\pi c^2 / \lambda_\pi^3 = 7.9 \cdot 10^{34}$  ( $\lambda_\pi = h/m_\pi c$ ) в выражении  $b$  получим:  $b = 5.546 \cdot 10^{-4}$ . Аналогично можно объяснить возникновение этого коэффициента в остальных уравнениях системы (8) — (14).

Интегрирование начинается с центра конфигурации при  $r = 0$ , где в качестве начального условия задается значение давления  $P(0)$  и из уравнения состояния ему соответствующие значения  $\rho(0)$  и  $\rho_0(0)$ , а также условия  $m(0) = m_0(0) = m_p(0) = v(0) = l(0) = 0$ . Значение  $\omega(0)$  задается произвольно, например  $\omega(0) = 1$ . Интегрирование заканчивается при  $r = R$ , когда  $P(R) = 0$ .

4. *Результаты расчета.* Вычисления были проведены для трех серий моделей согласно уравнениям состояния, данные которых приведены в табл. 1. В табл. 3 в зависимости от центральных значений плотности  $\rho_c$  и концентрации барионов  $n_c$  приведены значения радиуса  $R$ , полной массы  $M$ , массы покоя  $M_0$ , собственной массы  $M_p$ , релятивистского момента инерции  $I$ , красного смещения с поверхности звезды  $z_s$ . Последние два столбца дают значения массы  $M_c$  и радиуса  $R_c$  центрального ядра звезды, где ядерное вещество содержит пионный конденсат.

Из табл. 3 следует, что для варианта PN,  $a = 0.475$  максимальная масса меньше  $1.36 M_\odot$  — наиболее точно определенной в настоящее время массы пульсара (PSR 1913+16,  $M/M_\odot = 1.43 \pm 0.07$ ). Поэтому эта серия может служить лишь теоретической иллюстрацией.

Для варианта VJ,  $a = 0.411$  максимальная масса оказывается равной  $M_{\text{max}}/M_\odot = 1.45$ . В [12] для этого набора ядерных констант ( $f^2 = 0.822$ ,  $\gamma = 0.5$ ),  $M_{\text{max}}/M_\odot = 1.59$  (вариант VJ1+b по обозначениям [12]). Различие обусловлено тем фактом, что в указанной работе в выражении для энергии пионного конденсата не учтено наличие лептонов, о котором го-

ворилось выше. Таким образом, учет лептонов может значительно понизить значение максимальной массы.

Таблица 3

$\rho_c$ $10^{15} \text{г/см}^3$	$n_c$ $\Phi^{-3}$	$R$ км	$M$ $M_\odot$	$M_0$ $M_\odot$	$M_p$ $M_\odot$	$I$ $M_\odot \cdot \text{км}^2$	$z_s$	$M_c$ $M_\odot$	$R_c$ км
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Уравнение Пандерипанде, $\alpha=0.475$									
0.325	0.190	18.374	0.257	0.260	0.263	11.813	0.021	—	—
0.337	0.197	17.846	0.261	0.264	0.268	11.320	0.022	—	—
1.736	1.000	18.574	0.252	0.254	0.258	11.749	0.021	<b>0.002</b>	<b>0.819</b>
1.806	1.038	20.430	0.211	0.213	0.216	11.698	0.016	<b>0.020</b>	<b>1.769</b>
1.878	1.121	18.567	0.169	0.170	0.170	6.489	0.014	<b>0.046</b>	<b>2.306</b>
1.957	1.123	12.632	0.149	0.149	0.153	1.808	0.018	0.083	2.794
2.025	1.161	9.365	0.168	0.170	0.175	1.256	0.028	0.122	3.156
2.093	1.198	7.972	0.199	0.202	0.209	1.378	0.039	0.160	3.439
2.464	1.398	6.378	0.402	0.421	0.439	3.732	0.108	0.374	4.445
3.952	2.098	6.234	0.991	1.152	0.225	15.798	0.372	0.978	5.616
7.151	3.196	5.821	1.238	1.519	1.701	20.819	0.638	1.231	5.504
10.329	3.996	5.503	1.239	1.520	1.768	19.344	0.725	1.234	5.246
15.510	4.994	5.191	1.196	1.444	1.755	16.751	0.766	1.192	4.963
22.201	5.993	4.968	1.147	1.357	1.712	14.583	0.770	1.144	4.753
Уравнение Бете-Джонсона, $\alpha=0.411$									
0.514	0.321	17.772	0.803	0.848	0.867	39.298	0.074	—	—
0.617	0.379	16.156	0.950	1.013	1.042	46.083	0.100	—	—
0.756	0.463	14.740	1.150	1.247	1.294	56.125	0.140	—	—
0.771	0.472	14.621	1.171	1.271	1.321	57.194	0.144	—	—
1.211	0.704	14.560	1.172	1.272	1.323	56.777	0.145	0.011	<b>1.584</b>
1.548	0.875	13.418	1.175	1.275	1.348	48.355	0.161	0.241	<b>4.297</b>
2.011	1.100	11.784	1.236	1.346	1.464	42.031	0.197	0.568	<b>5.480</b>
2.688	1.400	10.261	1.342	1.479	1.665	39.697	0.248	0.896	<b>6.060</b>
3.449	1.700	9.312	1.412	1.572	1.820	38.424	0.307	1.093	6.200
4.325	2.000	8.644	1.443	1.615	1.920	36.604	0.374	1.201	6.150
4.939	2.180	8.295	1.448	1.621	1.961	35.119	0.435	1.240	6.071
5.809	2.435	7.951	1.443	1.613	1.990	33.249	0.467	1.266	5.963
7.339	2.818	7.519	1.419	1.577	2.002	30.204	0.502	1.276	5.775
8.168	3.000	7.370	1.406	1.556	1.999	28.973	0.512	1.273	5.697



Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Уравнение Бете-Джонсона, $\alpha=0.5$									
0.317	0.185	32.862	0.546	0.560	0.567	69.320	0.025	—	—
0.524	0.300	18.796	0.741	0.779	0.794	36.940	0.064	—	—
1.237	0.679	17.846	0.780	0.821	0.841	37.143	0.071	0.016	1.833
1.342	0.734	17.473	0.744	0.781	0.803	32.100	0.067	0.068	2.958
1.442	0.786	16.768	0.724	0.760	0.785	27.977	0.069	0.125	3.590
1.867	1.000	12.854	0.775	0.816	0.865	19.935	0.103	0.408	5.106
2.075	1.100	11.598	0.841	0.892	0.956	20.010	0.128	0.537	5.493
2.401	1.250	10.336	0.955	1.028	1.116	21.736	0.172	0.718	5.888
2.742	1.400	9.565	1.059	1.156	1.270	23.913	0.219	0.868	6.114
2.982	1.500	9.166	1.124	1.238	1.370	25.362	0.251	0.957	6.208
3.490	1.700	8.633	1.216	1.359	1.524	27.407	0.308	1.082	6.286
4.328	2.000	8.036	1.308	1.487	1.703	29.001	0.387	1.209	6.261
5.977	2.500	7.363	1.366	1.571	1.863	28.632	0.486	1.299	6.064
7.999	3.000	6.897	1.362	1.565	1.918	26.500	0.547	1.311	5.823

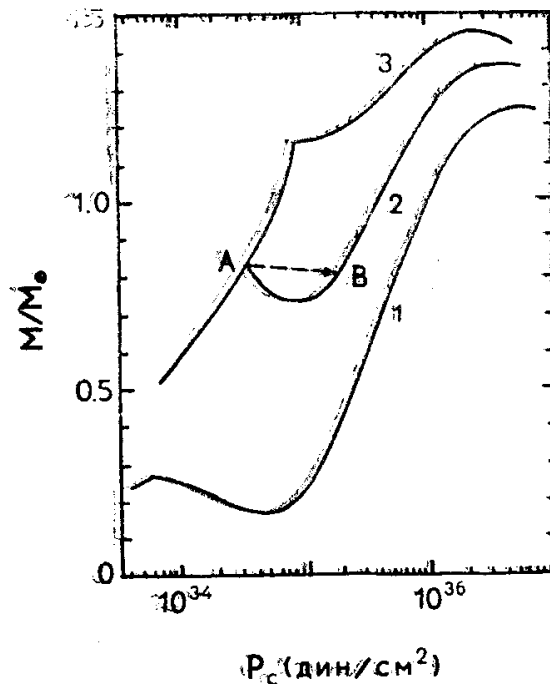


Рис. 2. Зависимость массы  $M$  звезды от центрального давления  $P_c$ . 1 — PN  $\alpha = 0.475$ ; 2 — VJ,  $\alpha = 0.5$ ; 3 — VJ,  $\alpha = 0.411$ .

Так как для рассматриваемых моделей в уравнении состояния плотность имеет скачок, то удобно рассматривать зависимость интегральных параметров от центрального давления. На рис. 2 приведена зависимость

массы от центрального давления. Заметим, что вид этих кривых в области рождения пионного конденсата зависит от значения параметра  $\lambda$ , который в ньютоновском приближении определяется как  $\lambda = \rho_2/\rho_1$  [3], а в случае релятивистских моделей [23]

$$\lambda = \rho_2/(\rho_1 + \rho_0), \quad (19)$$

где  $\rho_1, \rho_2$  и  $P_0$  — значения плотности и давления в точке фазового перехода. Если  $\lambda > 3/2$  (в нашем случае это PN,  $\alpha = 0.475$  и VJ,  $\alpha = 0.5$ ), то на устойчивой ветви нейтронных звезд образуется дополнительный максимум — область неустойчивости. Конфигурации, для которых  $dM/dP_c < 0$ , — неустойчивы. Это явление может привести к весьма интересным наблюдательным проявлениям типа взрыва сверхновых. Действительно, конфигурация, находящаяся у дополнительного максимума (точка А на рис. 2) неустойчива по отношению к увеличению общего числа барионов, которое может произойти, например, из-за аккреции. Такая модель должна сжаться и перейти на устойчивую ветвь кривой. При этом выделится энергия, равная разности масс этих моделей:  $\Delta\varepsilon = M_A - M_B$ ,  $M_A = \text{const}$ . Эта энергия сильно зависит от вида уравнения состояния.

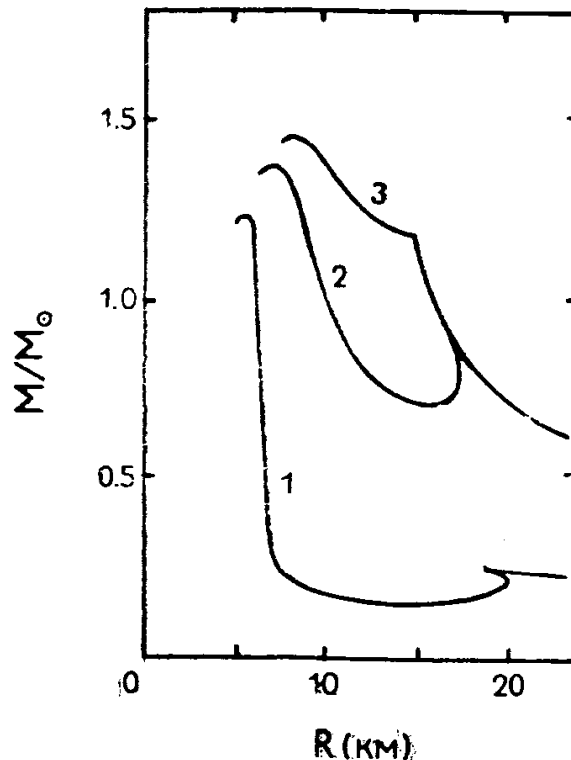


Рис. 3. Зависимость массы  $M$  звезды от радиуса  $R$ . 1 — PN,  $\alpha = 0.475$ ; 2 — VJ,  $\alpha = 0.5$ ; 3 — VJ,  $\alpha = 0.411$ .

Так, для варианта VJ,  $\alpha = 0.5$  (кривая 2 на рис. 2)  $\Delta\varepsilon \approx 7.4 \cdot 10^{50}$  эрг,  $M_0 = 0.85 M_\odot$ . В [4—6] была рассмотрена динамика этого процесса и вычислено время сжатия, которое оказывается порядка  $\tau_{ff} \sim 10^{-4}$  с.

Для исследования устойчивости сверхплотных звезд представляет интерес рассмотрение зависимости массы от радиуса, которая приведена на рис. 3. Из этого рисунка видно, что в точке образования пионного конденсата (скачка плотности) образуется острый пик и общий ход кривой  $M(R)$  зависит от значения параметра  $\lambda$ . Для устойчивых нейтронных звезд с фазовым переходом при росте массы радиус уменьшается.

На рис. 4 изображена зависимость момента инерции от массы. Острый пик этих кривых также обусловлен рождением пионного конденсата. Укажем, что наличие пионного конденсата приводит к значительному уменьшению момента инерции по сравнению с обычными нейтронными звездами.

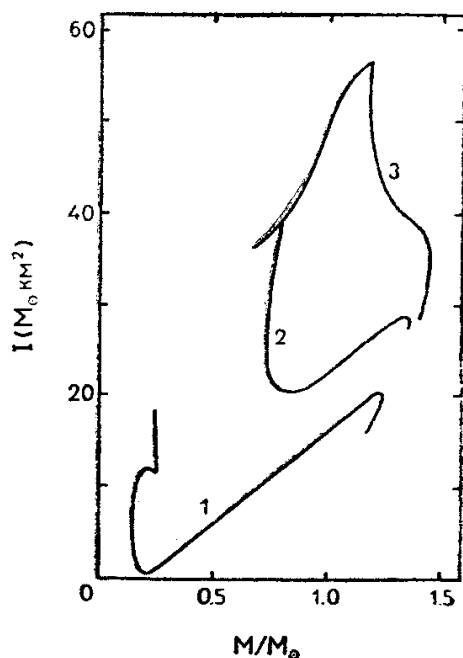


Рис. 4. Момент инерции  $I$  в зависимости от массы  $M$ . 1 — PN,  $\alpha = 0.475$ ; 2 — VJ,  $\alpha = 0.5$ ; 3 — VJ,  $\alpha = 0.411$ .

Из табл. 3 следует, что для всех трех рассмотренных серий моделей в области фазового перехода — зарождения конденсатного ядра энергия связи отрицательна:  $M < M_0$ . Мы это подчеркиваем в той связи, что в работе [12], где впервые были исследованы модели нейтронных звезд со скачком плотности, было получено, что при зарождении конденсатного ядра энергия связи имеет аномальный знак:  $M > M_0$ . Если бы этот результат был правильным, то такие модели не могли бы осуществляться в природе, и весь тот механизм энерговыделения при сжатии предельной нейтронной звезды (точка А на рис. 2), о котором говорилось выше, был бы исключен. Наш расчет энергии связи говорит о том, что результат [12] нереален, а может и ошибочен.

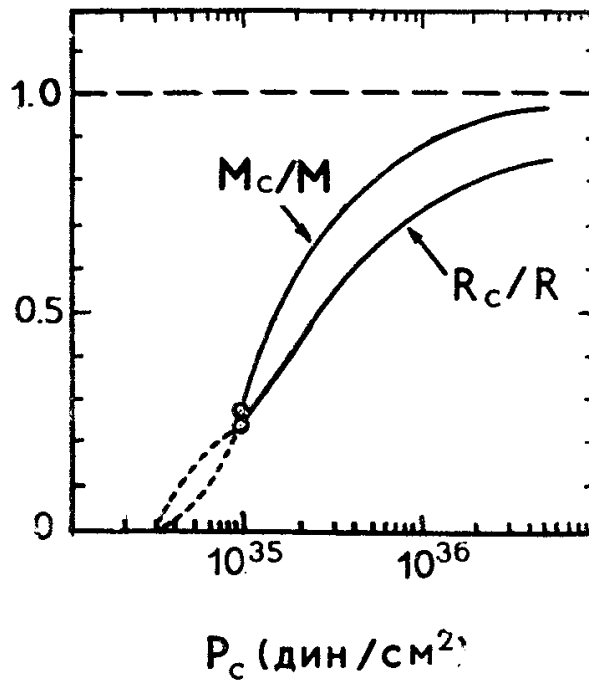


Рис. 5. Зависимость отношений массы  $M_c$  и радиуса  $R_c$  конденсированного ядра к полной массе  $M$  и радиусу  $R$  соответственно от центрального давления  $P_c$  в случае уравнения состояния ВJ,  $a = 0.5$ . Пунктирные части кривых соответствуют неустойчивым конфигурациям.

На рис. 5 для варианта ВJ,  $a = 0.5$  приведено отношение массы и радиуса конденсатного ядра к массе и радиусу всей звезды. Пунктирная часть кривых относится к неустойчивым моделям.

Ереванский государственный  
университет

## NEUTRON STARS

Yu. L. VARTANIAN, G. B. ALAVERDIAN

Neutron stars in which the presence of pion-condensate causes first-order phase transition are investigated. Calculations are done for two equations of state of nucleon components. For pion condensate we use a model of developed condensate in which the presence of degenerated electron and  $\mu^-$  mesons is considered. Calculations have been made for various sets of nuclear constants. The mass, the total number of baryons, the binding energy, the relativistic moment of inertia and the red shift are calculated depending on the central density of three series of neutron stars with density jumps.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Мигдал, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 2209, 1971.
2. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972;  
R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Phys. Rev., D7, 953, 1972.
3. W. H. Ramsey, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 110, 325, 1950.
4. А. В. Мигдал, А. J. Chernoutsan, I. N. Mishustin, Phys. Lett., 83B, 158, 1979.
5. P. Haensel, M. Proszynski, Phys. Lett., 96B, 233, 1980.
6. Ю. А. Березин, О. Е. Дмитриева, Н. Н. Яненко, Письма в Астрон. м., 8, 86, 1982.
7. C. Alcock, E. Farhi, A. Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
8. P. Haensel, J. L. Zdunik, R. Shaeffler, Astrophys. J., 160, 121, 1986.
9. H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Cooperstein, Nucl. Phys. A462, 791, 1987.
10. J. B. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, Astrophys. J., 199, 471, 1975.
11. O. Maxwell, Phys. Lett., 62B, 159, 1976.
12. P. Haensel, M. Proszynski, Astrophys. J., 258, 306, 1982.
13. G. Baym, C. Pethick, P. Sutherland, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
14. V. R. Pandharipande, Nucl. Phys., 170, 290, 1971.
15. R. C. Malone, M. B. Johnson, H. A. Bethe, Astrophys. J., 199, 741, 1975.
16. D. Campbell, R. Dashen, J. Manassah, Phys. Rev., D12, 979, 1010, 1975.
17. А. Б. Мигдал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
18. Д. Н. Воскресенский, Г. А. Сорокин, А. И. Черноуцан, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 25, 495, 1977.
19. Г. С. Аджян, А. С. Арутюнян, Ю. Л. Варганян, Уч. зап. Ереван. ун-та, 3, 78, 1982.
20. Ю. Л. Варганян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
21. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
22. J. B. Hartle, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
23. З. Ф. Сеидов, Астрон. ж., 253, 908, 1971.