АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 ФЕВРАЛЬ, 2004 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ. II. ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, А.Р.АРУТЮНЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 27 июня 2003
Принята к печати 3 ноября 2003

На основе широкого набора рассчитанных реалистических уравнений состояния сверхплотного вещества с кварковым фазовым переходом построены серии моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром. Получены интегральные параметры звездных конфигураций - гравитационная масса, масса покоя, радиус, релятивистский момент инерции и красное смещение с поверхности звезды, а также масса и радиус кваркового ядра в допустимом диапазоне значений центрального давления. Приведены также параметры некоторых характерных конфигураций рассчитанных серий и проведено их подробное исследование. Для некоторых моделей уравнения состояния обнаружена возможность существования новой дополнительной области устойчивости нейтронных звезд со странным кварковым ядром.

1. *Введение.* Свойства нейтронных звезд находятся в функциональной зависимости от вида уравнения состояния (УС) вещества в чрезвычайно широкой области плотностей от 7.86 г/см^3 до порядка 10^{15} г/см^3. При сверхъядерных плотностях определенную роль могут играть кварковые степени свободы. В уже опубликованной части настоящей работы [1] был построен широкий набор реалистических УС сверхплотного вещества, приводящих к фазовому переходу первого рода из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварк-электронной плазмы.

В данной работе для рассмотренных в [1] УС вычислены серии моделей слоистых нейтронных звезд со странным кварковым ядром.

2. *Основные характеристики нейтронных звезд с кварковым ядром.* Основные параметры сферически-симметричных статических сверхплотных звезд определяются численным интегрированием системы релятивистских уравнений звездного равновесия [2,3], дополненных уравнениями для релятивистского момента инерции [4]. В зависимости от центрального давления P_c рассчитаны значения звездного радиуса R ($P(R)=0$), полной массы M ($M = 4\pi\int_0^R \rho r^2 dr$), массы покоя M_0 ($M_0 = 4\pi m_0 \int_0^R r^2 n \exp(\lambda/2)\, dr$), собственной массы M_p

($M_P = 4\pi\int_0^R r^2 \rho \exp(\lambda/2) dr$), релятивистского момента инерции I и красного смещения с поверхности звезды Z_S ($Z_S = (1 - 2GM/Rc^2)^{-1/2} - 1$). Здесь ρ - полная плотность энергии ($\rho = m_0 n(1 + \varepsilon/m_0)$, $m_0 = M(^{56}\mathrm{Fe})/56$), n - концентрация барионов, ε - средняя энергия, приходящаяся на барион, $\exp(\lambda)$ - радиальная компонента метрического тензора. В таблицах приведены также значения радиуса R_{core} и массы кваркового ядра $M_{core} = 4\pi\int_0^{R_{core}} \rho r^2 dr$, а также радиуса R_{Aen} и накопленной массы $M_{Aen} = 4\pi\int_0^{R_{Aen}} \rho r^2 dr$, соответствующих исчезновению вырожденных нейтронов - $\rho(R_{Aen}) = \rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3.

Результаты расчета сгруппированы по вариантам УС барионной компоненты, описываемым цифрой в обозначениях УС на рисунках и в таблицах (1 соответствует "HEA", 2 - "Bonn", 3 - "BJ-V", см. [1]). Кварковым компонентам соответствуют буквенные обозначения табл.1 работы [1]. Отметим, что зависимость средней энергии на барион ε от сжимаемости $1/n$ в случае барионной компоненты имеет монотонный характер, и для одного и того же $1/n$ энергия оказывается наибольшей для варианта 3 (жесткое УС) и наименьшей для варианта 1 (мягкое УС). Вариант 2 близок к 1 и находится между ними (УС средней жесткости). Для кварковой же компоненты эта зависимость имеет минимум, и самым мягким вариантом. имеющим наименьшее значение ε_{min}, является вариант *a*; затем следуют *b*, *c*, ..., самые же жесткие варианты - варианты *g*, *h* с наибольшими значениями ε_{min}.

Известно [5,6], что значениями релятивистского параметра скачка плотности $\lambda = \rho_Q / (\rho_N + P_0/c^2)$ (ρ_N и ρ_Q - плотности энергии нуклонной и кварковой фаз соответственно, P_0 - давление перехода) определяется

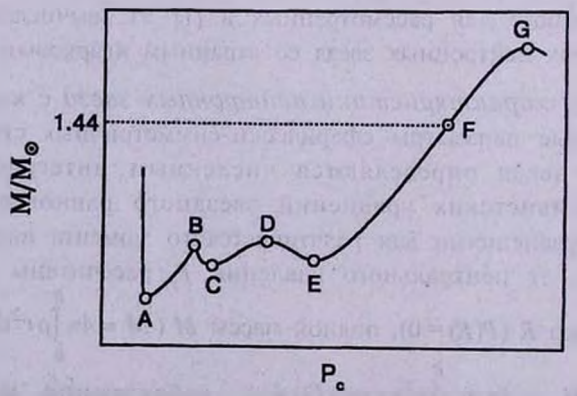

Рис.1. Схематическое изображение характерных конфигураций, параметры которых протабулированы в настоящей работе.

ход кривой зависимости массы звезды от центрального давления - $M(P_c)$. Так, при $\lambda < 3/2$ началу образования ядра кварковой фазы в центре звезды соответствует излом на кривой $M(P_c)$ без изменения знака производной. В случае же $\lambda > 3/2$ излом характеризуется локальным зубцеобразным максимумом на восходящей ветви $M(P_c)$, т.е. у порога образования ядра кварковой фазы появляется нисходящая ветвь, все конфигурации которой нестабильны (так называемая нестабильность конфигураций с ядрами малых масс).

Результаты расчетов для одиннадцати УС разбиты на две группы в соответствии с вышеуказанными двумя альтернативами для значений параметра λ. В табл.1 для семи УС, которым соответствует $\lambda < 3/2$, приведены значения основных интегральных параметров для четырех характерных конфигураций A, B, F, G (см. рис.1). Сверху указан вариант УС, значения давления фазового перехода P_0, плотности энергии нуклонной фазы ρ_N и кварковой фазы ρ_Q на границе раздела фаз, а также значение параметра скачка плотности λ. Самое мягкое кварковое УС (вариант *a*) не дает такого перехода ни для одного из рассмотренных нуклонных УС. Для всех семи вариантов фазовый переход происходит при относительно высоких давлениях. Так, наименьшее из них - давление перехода для УС 3*d* (переход от жесткого нуклонного УС к кварковому УС *d*), - равно 5.29 МэВ/фм^3, и наибольшее для 2*f* - $P_0 = 20.27$ МэВ/фм^3. Для всех семи вариантов плотность нуклонной фазы ρ_N выше ядерной.

Конфигурации A относятся к точке потери устойчивости на кривой зависимости массы от центрального давления $M(P_c)$ в области малых масс. Эти конфигурации не имеют кваркового ядра. Большая часть их массы представляет собой "Aen" вещество, т.е. состоит из вырожденных электронов и нейтронов, а также нейтроноизбыточных атомных ядер. Радиус этой области порядка 10-11 км. Лишь 5% массы находится в "Ae" состоянии, т.е. имеет такой же состав, как вещество белых карликов. Однако радиус таких конфигураций, который изменяется от 200 до 250 км, в основном определяется "Ae" веществом. Коэффициент гравитационной упаковки $\alpha = (M_0 - M)/M$ у этих конфигураций оказывается в интервале $(3 \div 6) \cdot 10^{-3}$, т.е. того же порядка, что у белых карликов.

Конфигурации B относятся к моделям нейтронных звезд, у которых давление в центре соответствует порогу образования кваркового ядра. Все параметры таких моделей также определяются соответствующим нуклонным УС. Их массы изменяются в пределах $(0.29 \div 0.93) M_\odot$, а радиусы - $(12.1 \div 13.5)$ км, причем они почти целиком состоят из "Aen" вещества. Для этих моделей значения коэффициента гравитационной упаковки α изменяются в пределах $(1.8 \div 7.5) \cdot 10^{-2}$, а гравитационного красного смещения с поверхности Z_s - $(3.3 \div 13) \cdot 10^{-2}$.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХАРАКТЕРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ДЛЯ УС СО СКАЧКОМ ПЛОТНОСТИ С $\lambda < 3/2$

	P_c МэВ/фм^3	ρ_c 10^{14}г/см^3	R_{core} км	M_{core} $M_\odot$	R_{shell} км	m_{shell} $M_\odot$	R км	M $M_\odot$	M_0 $M_\odot$	I $M_\odot$ км^2	z_s
УС 1b $P_0 = 5.979$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 3.488 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.859 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.352$											
A	0.741	2.050	0	0	11.353	0.0762	245.007	0.0806	0.0811	9.439	$4.9 \cdot 10^{-4}$
B	5.979	4.859	0	0	9.912	0.3183	12.221	0.3184	0.3273	8.776	$4.1 \cdot 10^{-2}$
F	77.531	9.066	9.751	1.2091	11.345	1.4411	11.732	1.4411	1.6245	74.628	$2.5 \cdot 10^{-1}$
G	321.975	22.801	9.775	1.7072	10.667	1.8315	10.876	1.8315	2.1431	90.304	$4.1 \cdot 10^{-1}$
УС 2b $P_0 = 5.674$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 3.523 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.840 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.336$											
A	0.741	2.014	0	0	11.265	0.0754	259.075	0.0798	0.0803	10.351	$4.5 \cdot 10^{-4}$
B	5.674	4.840	0	0	9.933	0.3047	12.396	0.3048	0.3129	8.317	$3.8 \cdot 10^{-2}$
F	77.531	9.066	9.786	1.2193	11.339	1.4400	11.726	1.4400	1.6230	74.466	$2.5 \cdot 10^{-1}$
G	322.568	22.833	9.793	1.7130	10.662	1.8311	10.871	1.8311	2.1425	90.213	$4.1 \cdot 10^{-1}$
УС 2c $P_0 = 14.109$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 4.132 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 5.263 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.201$											
A	0.7407	2.014	0	0	11.265	0.0754	259.075	0.0798	0.0803	10.351	$4.5 \cdot 10^{-4}$
B	14.109	4.132	0	0	11.130	0.6864	12.216	0.6864	0.7252	28.894	$9.5 \cdot 10^{-2}$
F	67.284	8.308	8.723	0.8788	11.838	1.4400	12.272	1.4400	1.6119	79.270	$2.4 \cdot 10^{-1}$
G	170.518	14.067	9.611	1.4377	11.577	1.8200	11.847	1.8200	2.1075	103.11	$3.5 \cdot 10^{-1}$
УС 3c $P_0 = 6.015$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 4.081 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.790 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.144$											
A	0.494	1.505	0	0	12.866	0.0877	197.845	0.0931	0.0934	9.379	$6.9 \cdot 10^{-4}$
B	6.015	4.790	0	0	10.457	0.3070	13.211	0.3072	0.3133	8.676	$3.6 \cdot 10^{-2}$
F	73.086	8.635	9.818	1.2003	11.537	1.4418	11.941	1.4419	1.6106	76.082	$2.5 \cdot 10^{-1}$
G	170.518	14.067	10.225	1.6287	11.383	1.7989	11.646	1.7989	2.0760	99.515	$3.5 \cdot 10^{-1}$
УС 2d $P_0 = 11.220$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 3.970 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 5.463 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.310$											
A	0.741	2.008	0	0	11.264	0.0798	257.430	0.0798	0.0803	10.211	$4.6 \cdot 10^{-4}$
B	11.220	3.970	0	0	10.759	0.5612	12.072	0.5612	0.5875	21.040	$7.7 \cdot 10^{-2}$
F	82.864	9.566	9.004	1.0443	11.390	1.4400	11.782	1.4400	1.6181	73.480	$2.5 \cdot 10^{-1}$
G	335.802	23.586	9.281	1.5942	10.599	1.8059	10.810	1.8059	2.1029	86.368	$4.0 \cdot 10^{-1}$
УС 3d $P_0 = 5.291$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 3.870 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 5.117 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.291$											
A	0.494	1.505	0	0	12.866	0.0877	197.845	0.0931	0.0934	9.379	$6.9 \cdot 10^{-4}$
B	5.291	5.117	0	0	10.474	0.2850	13.542	0.2852	0.2903	7.937	$3.3 \cdot 10^{-2}$
F	87.7037	9.83888	9.667	1.2542	11.143	1.4402	11.512	1.4402	1.6158	71.301	$2.6 \cdot 10^{-1}$
G	345.679	24.127	9.592	1.6946	10.440	1.7960	10.644	1.7960	2.0873	84.363	$4.1 \cdot 10^{-1}$
УС 2f $P_0 = 20.272$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 4.485 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 6.103 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 1.259$											
A	0.741	2.014	0	0	11.265	0.0754	259.075	0.0798	0.0803	10.351	$4.5 \cdot 10^{-4}$
B	20.272	6.103	0	0	11.75	0.9255	12.571	0.9256	0.9947	46.547	$1.3 \cdot 10^{-1}$
F	76.889	9.407	7.854	0.7372	11.759	1.4400	12.185	1.4401	1.6101	77.138	$2.4 \cdot 10^{-1}$
G	148.148	13.465	8.708	1.1548	11.471	1.6871	11.775	1.6871	1.9289	90.158	$3.2 \cdot 10^{-1}$

Во всех семи вариантах УС для наиболее точно определенной из наблюдений массы нейтронной звезды $M = 1.44\,M_\odot$ [7] приведены результаты расчета остальных параметров (конфигурации F). Для этих моделей значение коэффициента гравитационной упаковки α доходит до 0.1, отношение массы кваркового ядра ко всей массе звезды M_{core}/M изменяется в пределах $(0.51 \div 0.87)$, а отношение радиуса кваркового ядра к радиусу звезды R_{core}/R - в пределах $(0.64 \div 0.84)$; гравитационное красное смещение с поверхности Z_s - $(0.24 \div 0.26)$.

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХАРАКТЕРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ДЛЯ УС СО СКАЧКОМ ПЛОТНОСТИ С $\lambda > 3/2$

	P_c МэВ/фм^3	ρ_c 10^{14}г/см^3	R_{core} км	M_{core} $M_\odot$	R_{bar} км	m_{bar} $M_\odot$	R км	M $M_\odot$	M_0 $M_\odot$	I $M_\odot$ км^2	z_s
УС 1a $P_0 = 0.761$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 2.078 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.467 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 2.135$											
A	0.741	2.060	0	0	11.355	0.0762	248.331	0.0806	0.0811	9.704	$4.8 \cdot 10^{-6}$
B	0.761	4.467	0	0	11.294	0.0768	197.209	0.0807	0.0812	6.25	$6.0 \cdot 10^{-4}$
C	1.086	4.487	1.355	0.0023	11.255	0.0734	515.512	0.0798	0.0803	58.496	$2.3 \cdot 10^{-4}$
D	1.195	4.493	1.562	0.0036	11.169	0.0723	702.629	0.0799	0.0804	145.042	$1.7 \cdot 10^{-4}$
E	1.975	4.539	2.582	0.0162	10.016	0.0700	131.065	0.0723	0.0727	2.37	$8.1 \cdot 10^{-4}$
F	74.469	8.719	10.494	1.4079	11.414	1.4391	11.053	1.4392	1.6359	74.795	$2.6 \cdot 10^{-1}$
G	296.296	21.054	10.332	1.8453	10.854	1.8626	10.653	1.8626	2.2039	95.491	$4.2 \cdot 10^{-1}$
УС 2a $P_0 = 0.758$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 2.028 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.466 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 2.188$											
A	0.741	2.014	0	0	11.265	0.0754	259.075	0.0798	0.0803	10.351	$4.5 \cdot 10^{-4}$
B	0.758	4.466	0	0	11.213	0.0760	207.209	0.0799	0.0804	6.652	$5.7 \cdot 10^{-4}$
C	0.938	4.478	1.012	0.0030	11.246	0.0740	386.021	0.0795	0.0800	26.41	$3.0 \cdot 10^{-4}$
D	1.294	4.498	1.734	0.0049	10.995	0.0705	1304.496	0.0820	0.0825	1062.998	$9.3 \cdot 10^{-5}$
E	1.975	4.539	2.586	0.0163	9.948	0.0694	133.876	0.0717	0.0721	2.376	$7.9 \cdot 10^{-4}$
F	74.568	8.724	10.496	1.4089	11.05	1.4399	11.411	1.4400	1.6369	74.853	$2.6 \cdot 10^{-1}$
G	320.988	22.410	10.264	1.8470	10.575	1.8635	10.772	1.8635	2.2052	94.121	$4.3 \cdot 10^{-1}$
УС 3a $P_0 = 0.199$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 0.864 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.433 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 5.112$											
A	0.035	0.277	0	0	18.168	0.0523	893.565	0.6101	0.6157	$2.449 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
B	0.199	4.433	0	0	14.583	0.0723	2214.655	0.6386	0.6444	$2.363 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
C	0.395	4.445	1.066	0.0011	14.897	0.0665	1708.299	0.6360	0.6418	$1.210 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$
D	2.123	4.547	3.253	0.0324	8.286	0.0459	2696.469	0.8200	0.8277	$6.315 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
E	2.395	4.563	3.461	0.0390	7.755	0.0514	361.656	0.0534	0.0535	9.204	$2.2 \cdot 10^{-4}$
F	74.568	8.724	10.567	1.4309	10.935	1.4390	11.286	1.4390	1.6356	74.715	$2.7 \cdot 10^{-1}$
G	316.049	22.139	10.318	1.9000	10.527	1.8632	10.72	1.8632	2.2047	94.352	$4.3 \cdot 10^{-1}$
УС 3b $P_0 = 0.796$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 1.729 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_Q = 4.543 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 2.606$											
A	0.494	1.505	0	0	12.866	0.0877	197.845	0.0931	0.0934	9.379	$6.9 \cdot 10^{-4}$
B	0.796	4.543	0	0	11.952	0.1025	48.493	0.1042	0.1047	3.173	$3.2 \cdot 10^{-3}$
C	2.222	4.631	2.742	0.0198	10.751	0.0870	53.782	0.0885	0.0887	1.939	$2.4 \cdot 10^{-3}$
F	79.506	9.180	10.386	1.4079	11.003	1.4393	11.360	1.4393	1.6209	73.282	$2.6 \cdot 10^{-1}$
G	325.926	23.019	10.113	1.8093	10.467	1.8262	10.666	1.8262	2.1348	89.237	$4.2 \cdot 10^{-1}$

Конфигурации G относятся к сверхплотным звездам с максимальной массой, у которых теряется устойчивость. Значения максимальной массы M_{max} находятся в пределах $(1.69 \div 1.83) M_{\odot}$, коэффициенту гравитационной упаковки α соответствуют значения $0.14 \div 0.17$, отношению массы кваркового ядра к массе звезды M_{core}/M - значения $0.68 \div 0.94$, а отношению радиусов R_{core}/R - $0.74 \div 0.9$. Гравитационное красное смещение с поверхности таких моделей Z_s принимает значения $(0.32 \div 0.41)$.

В табл.2 для четырех УС 1a, 2a, 3a и 3b с $\lambda > 3/2$ приведены интегральные параметры характерных конфигураций. Такой фазовый переход получается для всех нуклонных УС в случае самого мягкого кваркового УС (вариант *a*), для которого средняя энергия на барион в точке минимума наименьшая: $\varepsilon_{min} = 10.44$ МэВ [1]. Для второго по мягкости кваркового УС *b* с $\varepsilon_{min} = 20.71$ МэВ такой переход осуществляется только в случае жесткого нуклонного УС 3. Для всех четырех УС давление фазового перехода намного ниже, чем в рассмотренных выше случаях с $\lambda < 3/2$. Плотность нуклонной фазы в точке перехода ниже ядерной. В этом отношении особо выделяется вариант 3a, для которого значения давления перехода и плотность нуклонной фазы наинизшие и соответственно равны: $P_0 = 0.199$ МэВ/фм^3, $\rho_N = 0.861 \cdot 10^{14}$ г/см^3. Значение параметра λ у этого УС наибольшее: $\lambda = 5.112$.

Как уже было отмечено, в случае $\lambda > 3/2$ на восходящей ветви кривой $M(P_c)$ у точки фазового перехода образуется зубцеобразный излом. В отличие от [8], в наших моделях этот переход в случае УС 1a, 2a и 3b происходит в области малых масс. И только при УС 3b, у которого наибольшее из четырех УС с $\lambda > 3/2$ давление перехода, имеется лишь характерный зубцеобразный излом. В случае же УС 1a и 2a после этого излома возникает также небольшой дополнительный максимум. Такие модели, соответствующие УС 2a, впервые были рассмотрены в [9,10]. Эти модели интересны тем, что наличие второго локального максимума обеспечивает возможность существования новой ветви устойчивых равновесных конфигураций - нейтронных звезд со странным кварковым ядром, радиус которых превосходит 1000 км.

В этом отношении особый интерес представляет УС 3a. Так, если при УС 1a и 2a фазовый переход с дополнительным максимумом массы находится в области малых масс, то для модели УС 3a фазовый переход перемещается в область белых карликов средних масс ($M \sim 0.6 M_{\odot}$), находящихся за пределом Чандрасекара. Отметим, что нуклонное УС 3, в основе которого в отмеченной области изменения плотности лежат данные работы [11], дает небольшой максимум за пределом Чандрасекара и в том случае, когда переход к кварковой фазе не рассматривается (сплошная кривая на рис.2c). Это хорошо видно и из рис.1 работы [11].

К сожалению, в этой работе нет табличных данных, относящихся к этой области. Поэтому мы детально исследовали эту область и без перехода к кварковой фазе. Результаты приведены в табл.3. Для кривой зависимости массы от центральной плотности $M(\rho_c)$ характерным является условие $dM/d\rho_c < 0$ за пределом Чандрасекара, что соответствует неустойчивым белым карликам. Этот знак производной не меняется и

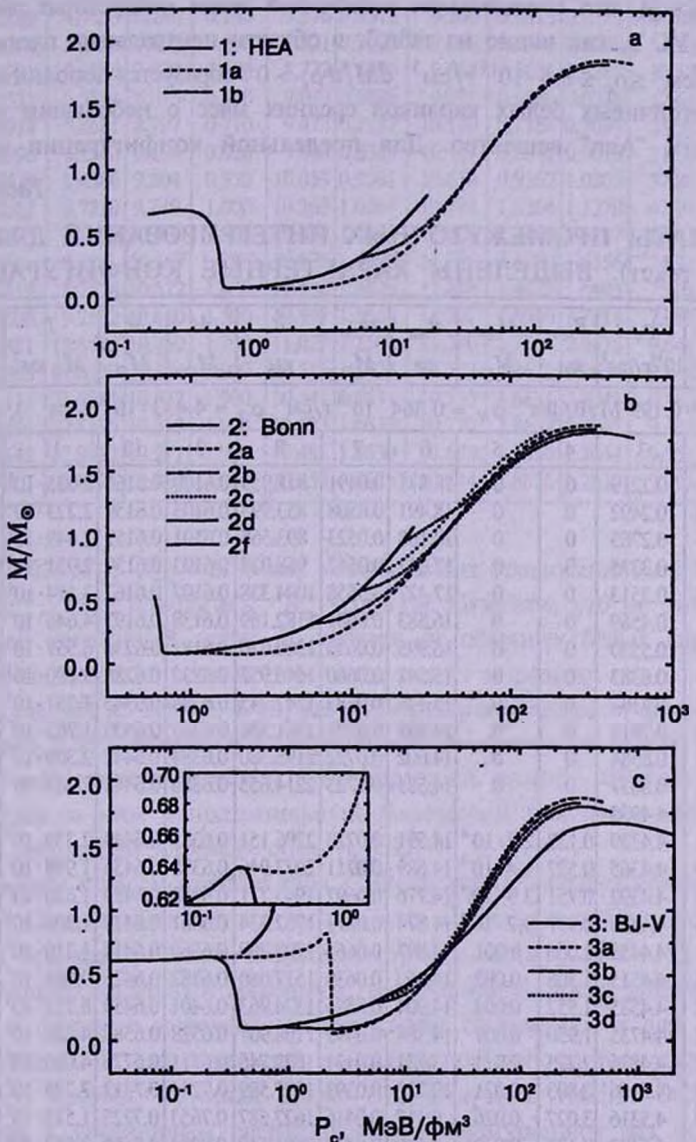

Рис.2. Зависимости гравитационной массы M от центрального давления P_c для наборов УС с вариантами "HEA" (2a), "Bonn" (2b) и "BJ-V" (2c). Сплошные кривые соответствуют моделям нейтронных звезд без кваркового ядра с указанным вариантом нуклонного вещества. В укрупненном масштабе показана область фазового перехода в случае УС 3a.

после того, как центральная плотность ρ_c становится больше $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, при которой образуется вырожденный нейтронный газ - вещество звезды переходит в "Aеп" состояние. В случае нуклонных УС здесь при $M \approx (0.7 + 0.6) M_\odot$ ход падения кривой $M(\rho_c)$ сначала замедляется, а затем при некотором ρ_c кривая круто падает - образуются нейтронные звезды малых масс, и знак производной меняется: $dM/d\rho_c$ становится положительной, что соответствует устойчивой ветви нейтронных звезд. В случае же УС 3, как видно из табл.3, в области центральных плотностей $3.5 \cdot 10^{13}$ г/см$^3 \le \rho_c \le 8.6 \cdot 10^{13}$ г/см^3 $dM/d\rho_c > 0$: образуется дополнительная область устойчивых белых карликов средних масс с небольшим ядром, содержащим "Aеп" вещество. Для предельной конфигурации имеем:

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ИНТЕГРИРОВАНИЙ ДЛЯ УС 3а (см. текст). ВЫДЕЛЕНЫ ХАРАКТЕРНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

	P_c, МэВ/фм^3	ρ_c 10^{14}г/см^3	R_{core} км	M_{core} $M_\odot$	R_{Aen} км	m_{Aen} $M_\odot$	R км	M $M_\odot$	M_0 $M_\odot$	I $M_\odot$ км^2	z_s
УС 3а $P_0 = 0.199$ МэВ/фм^3 $\rho_N = 0.864 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\rho_0 = 4.433 \cdot 10^{14}$ г/см^3 $\lambda = 5.112$											
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	0.0247	0.2219	0	0	18.871	0.0491	812.959	0.6109	0.6165	$2.005 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
	0.0296	0.2492	0	0	18.491	0.0508	853.993	0.6103	0.6159	$2.223 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
A	0.0346	0.2765	0	0	18.168	0.0523	893.565	0.6101	0.6157	$2.449 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
	0.0444	0.3275	0	0	17.647	0.0547	968.035	0.6103	0.6159	$2.921 \cdot 10^4$	$9.3 \cdot 10^{-4}$
	0.0494	0.3513	0	0	17.427	0.0558	1004.338	0.6107	0.6162	$3.174 \cdot 10^4$	$9.0 \cdot 10^{-4}$
	0.0741	0.4569	0	0	16.583	0.0601	1182.169	0.6138	0.6193	$4.646 \cdot 10^4$	$7.7 \cdot 10^{-4}$
	0.0988	0.5520	0	0	15.995	0.0633	1360.636	0.6181	0.6236	$6.557 \cdot 10^4$	$6.7 \cdot 10^{-4}$
	0.1235	0.6383	0	0	15.542	0.0660	1546.957	0.6232	0.6288	$9.090 \cdot 10^4$	$5.9 \cdot 10^{-4}$
	0.1481	0.7167	0	0	15.174	0.0683	1747.245	0.6288	0.6345	$1.251 \cdot 10^5$	$5.3 \cdot 10^{-4}$
	0.1728	0.7915	0	0	14.867	0.0703	1961.386	0.6343	0.6400	$1.705 \cdot 10^5$	$4.8 \cdot 10^{-4}$
	0.1975	0.8584	0	0	14.602	0.0722	2195.380	0.6384	0.6442	$2.309 \cdot 10^5$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
B	0.1995	0.8637	0	0	14.583	0.0723	2214.655	0.6386	0.6444	$2.363 \cdot 10^5$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
		4.4330									
	0.2025	4.4339	0.133	$2.2 \cdot 10^{-6}$	14.591	0.0723	2206.151	0.6385	0.6443	$2.339 \cdot 10^5$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
	0.2469	4.4365	0.527	$1.4 \cdot 10^{-4}$	14.689	0.0711	2077.946	0.6378	0.6436	$1.998 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
	0.2963	4.4392	0.751	$3.9 \cdot 10^{-4}$	14.776	0.0697	1943.711	0.6370	0.6428	$1.680 \cdot 10^5$	$4.8 \cdot 10^{-4}$
	0.3704	4.4436	0.997	$9.2 \cdot 10^{-4}$	14.874	0.0673	1762.334	0.6361	0.6419	$1.308 \cdot 10^5$	$5.3 \cdot 10^{-4}$
C	0.3951	4.4453	1.066	0.001	14.897	0.0665	1708.299	0.6360	0.6418	$1.210 \cdot 10^5$	$5.5 \cdot 10^{-4}$
	0.4938	4.4515	1.306	0.002	14.950	0.0630	1517.060	0.6367	0.6425	$9.066 \cdot 10^4$	$6.2 \cdot 10^{-4}$
	0.6173	4.4585	1.552	0.004	14.904	0.0586	1334.963	0.6401	0.6459	$6.757 \cdot 10^4$	$7.1 \cdot 10^{-4}$
	0.8642	4.4735	1.950	0.007	14.384	0.0499	1108.907	0.6528	0.6588	$4.603 \cdot 10^4$	$8.7 \cdot 10^{-4}$
	1.1111	4.4876	2.275	0.011	13.231	0.0431	1022.746	0.6711	0.6773	$4.090 \cdot 10^4$	$9.7 \cdot 10^{-4}$
	1.6049	4.5166	2.803	0.021	10.222	0.0393	1227.599	0.7244	0.7312	$7.278 \cdot 10^4$	$8.7 \cdot 10^{-4}$
	1.8519	4.5316	3.027	0.026	9.117	0.0416	1627.587	0.7653	0.7725	$1.572 \cdot 10^5$	$6.9 \cdot 10^{-4}$
	2.0247	4.5422	3.173	0.030	8.549	0.0442	2181.119	0.8084	0.8160	$3.582 \cdot 10^5$	$5.5 \cdot 10^{-4}$
D	2.1235	4.5475	3.253	0.032	8.286	0.0459	2696.469	0.8200	0.8277	$6.315 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^{-4}$
	2.2716	4.5563	3.368	0.036	7.972	0.0488	4524.922	0.6600	0.6662	$1.764 \cdot 10^6$	$2.2 \cdot 10^{-4}$
	2.3704	4.5624	3.443	0.038	7.798	0.0508	969.389	0.0548	0.0549	$2.028 \cdot 10^2$	$8.3 \cdot 10^{-5}$

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
E	2.395	4.563	3.461	0.039	7.755	0.0514	361.656	0.0534	0.0535	9.204	$2.2\cdot10^{-4}$
	2.4691	4.5677	3.515	0.041	7.650	0.0530	122.953	0.0541	0.0543	0.918	$6.5\cdot10^{-4}$
	3.4568	4.6267	4.149	0.068	6.972	0.0782	16.482	0.0784	0.0789	0.664	0.007
	5.9259	4.7720	5.308	0.140	7.055	0.1535	9.911	0.1536	0.1560	1.903	0.024
	7.4074	4.8591	5.834	0.190	7.310	0.2020	9.405	0.2021	0.2063	2.986	0.033
	8.8889	4.9463	6.280	0.240	7.576	0.2512	9.266	0.2513	0.2579	4.280	0.043
	10.3704	5.0335	6.665	0.290	7.831	0.3003	9.268	0.3004	0.3098	5.756	0.052
	16.7901	5.4085	7.877	0.490	8.732	0.5030	9.665	0.5031	0.5287	13.57	0.087
	19.7531	5.5811	8.275	0.580	9.049	0.5886	9.871	0.5886	0.6232	17.61	0.10
	24.6914	5.8681	8.797	0.710	9.473	0.7187	10.170	0.7188	0.7694	24.52	0.12
	29.6296	6.1543	9.194	0.820	9.803	0.8341	10.417	0.8341	0.9015	31.34	0.14
	34.5679	6.4386	9.504	0.930	10.059	0.9361	10.614	0.9362	1.0203	37.86	0.16
	39.5062	6.7230	9.749	1.000	10.265	1.0264	10.774	1.0264	1.1270	43.97	0.18
	64.1975	8.1352	10.430	1.300	10.827	1.3483	11.208	1.3483	1.5207	67.73	0.24
F	74.568	8.724	10.567	1.4309	10.935	1.4390	11.286	1.4390	1.6356	74.71	0.27
	75.0617	8.7524	10.572	1.400	10.938	1.4429	11.288	1.4429	1.6405	75.01	0.27
	83.9506	9.2552	10.650	1.500	10.997	1.5060	11.327	1.5060	1.7218	7.983	0.28
	148.1481	12.8588	10.759	1.700	11.027	1.7508	11.280	1.7508	2.0475	9.641	0.36
	296.2963	21.0539	10.374	1.900	10.586	1.8623	10.783	1.8623	2.2034	9.544	0.43
	311.1111	21.8674	10.332	1.900	10.541	1.8631	10.735	1.8631	2.2045	9.463	0.43
G	316.0494	22.1386	10.318	1.900	10.527	1.8632	10.720	1.8632	2.2047	9.435	0.43
	330.8642	22.9512	10.277	1.900	10.482	1.8630	10.673	1.8630	2.2044	9.351	0.44
	340.7407	23.4927	10.250	1.900	10.454	1.8625	10.644	1.8626	2.2037	9.293	0.44

$M_{max} = 0.638\,M_\odot$, $R_{max} = 2195$ км, коэффициент гравитационной упаковки $\alpha = 9\cdot10^{-3}$, $M_{Aen} = 0.072\,M_\odot$, $R_{Aen} = 14.6$ км. Отметим, что на этой дополнительной устойчивой ветви, в отличие от обычных белых карликов и нейтронных звезд, с ростом плотности растет и радиус.

Как следует из табл.2, в случае образования кварковой фазы при УС 3a именно в эту область дополнительной устойчивости белых карликов средних масс перемещается и зубцеобразный излом - область AB, - и следующий за ним дополнительный локальный максимум нейтронных звезд с кварковым ядром - область CD.

Перейдем к рассмотрению табл.2. Здесь, кроме четырех конфигураций A, B, F, G, имеющих тот же смысл, что и в случае табл.1, для УС 1a, 2a и 3a приведены также параметры трех конфигураций - C, D и E, описывающих локальный максимум, возникающий после зубцеобразного излома у фазового перехода к кварковому состоянию, а для УС 3b - конфигурация C, описывающая минимум, образующийся после зубцеобразного излома, который также отсутствует в табл.1. Область AB относится к устойчивым сверхплотным конфигурациям без кваркового ядра, а CD - к конфигурациям, имеющим малое кварковое ядро.

Конфигурации A, B, C, D весьма близки по массе, что может

вызвать сомнение в регулярности их данных. Поэтому для каждого УС более чем для ста промежуточных конфигураций были произведены интегрирования, результаты которых для массы и радиусов отдельно для этого участка приведены на рис.2c, 3a, 3b и 3c (в укрупненном масштабе).

На участке AB, который соответствует стабильным нейтронным звездам малых масс без кваркового ядра ($dM/d\rho_c > 0$), для УС 1a, 2a

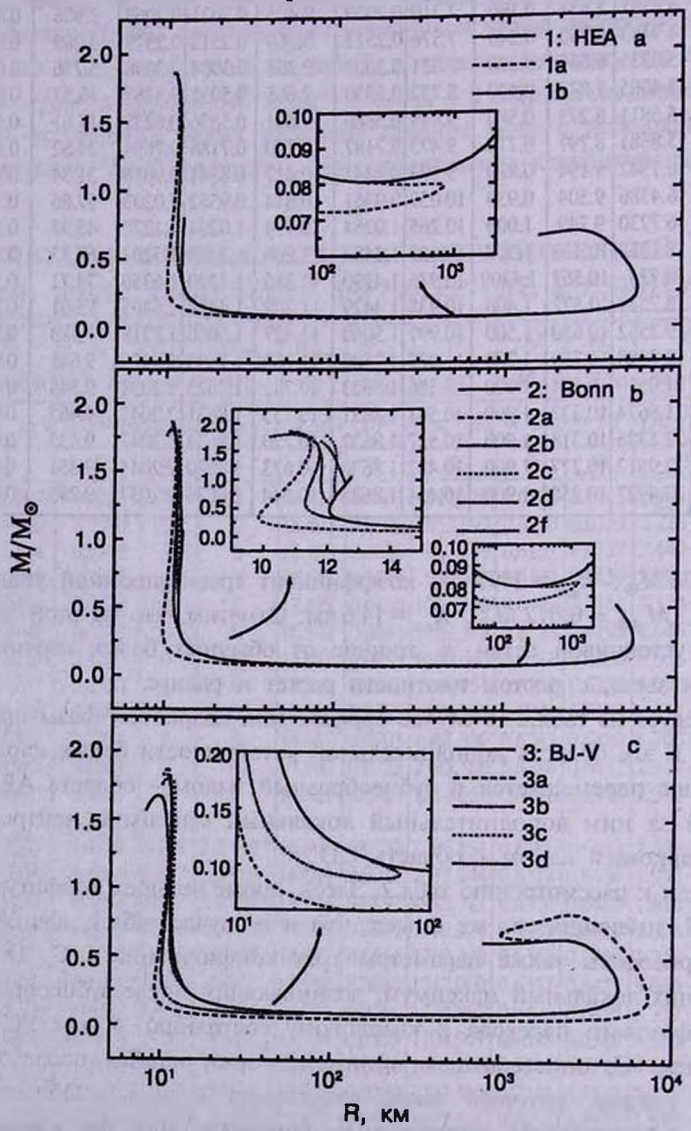

Рис.3. Зависимости массы M от радиуса R. В укрупненном масштабе показаны области дополнительного локального максимума массы нейтронных звезд со странным кварковым ядром (см. текст), а на рис.3b отдельно в верхнем левом углу приведена также область фазового перехода для всего набора УС.

и 3b радиус уменьшается с увеличением массы - как и должно быть для обычных устойчивых нейтронных звезд. Такое поведение не наблюдается только при УС 3a, для которого на этой ветви с увеличением массы радиус также растет. В случае УС 3a, в отличие от первых трех, отношения M_{Ann}/M и R_{Ann}/R для конфигурации B принимают значения 0.11 и $6.6 \cdot 10^{-3}$ соответственно, т.е. подавляющая часть вещества находится в "Ae" состоянии - так же, как в белых карликах.

Участок CD соответствует устойчивым нейтронным звездам с малым

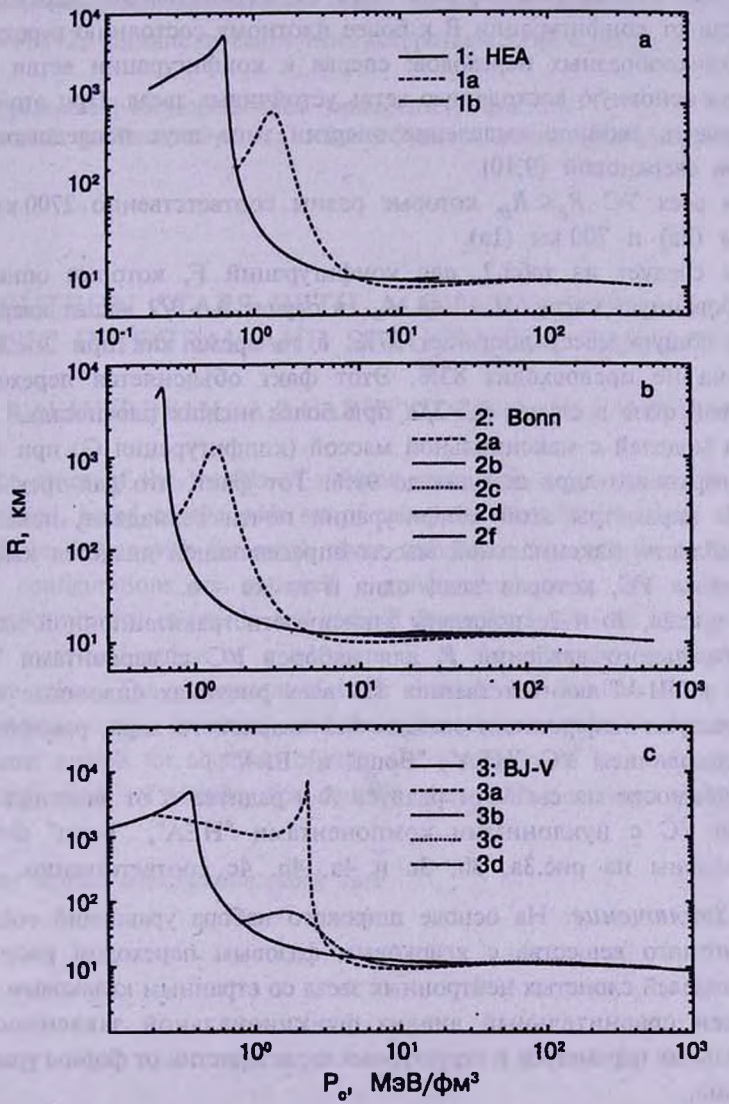

Рис.4. Зависимости радиуса R от центрального давления P_c (обозначения те же, что на рис.2, 3).

кварковым ядром, масса которого достигает нескольких процентов от массы всей звезды. На этой ветви для всех трех УС 1a, 2a и 3a, для которых такая область имеется, с ростом массы растет также радиус. Как и на AB, коэффициент гравитационной упаковки α на участке CD имеет такие же значения, как для массивных белых карликов. Мы планируем в дальнейшем исследовать стабильность этих участков и стандартным вариационным методом Чандрасекара [12].

Если для УС 1a $M_B > M_D$, то для УС 2a и 3a - наоборот, $M_D > M_B$. Это делает возможным для этих двух УС осуществление перехода при аккреции от конфигурации B к более плотному состоянию в результате двух скачкообразных переходов: сперва к конфигурации ветви CD, а затем на основную восходящую ветвь устойчивых звезд. При этом будет происходить двойное выделение энергии типа двух последовательных взрывов сверхновой [9,10].

Для всех УС $R_B < R_D$, которые равны соответственно 2700 км (3a), 1300 км (2a) и 700 км (1a).

Как следует из табл.2, для конфигураций F, которые описывают фиксированную массу $M = 1.44\,M_\odot$, в случае $\lambda > 3/2$ вклад кваркового ядра в общую массу достигает 97%, в то время как при $\lambda < 3/2$ эта величина не превосходит 83%. Этот факт объясняется переходом к кварковой фазе в случае $\lambda > 3/2$ при более низких плотностях.

Для моделей с максимальной массой (конфигурация G) при $\lambda > 3/2$ доля кваркового ядра доходит до 99%. Тот факт, что для трех УС 1a, 2a и 3a параметры этой конфигурации почти совпадают, показывает, что в области максимальной массы определяющей является кварковая компонента УС, которая здесь одна и та же - *a*.

На рис.2a, 2b и 2c показаны зависимости гравитационной массы M от центрального давления P_c для наборов УС с вариантами "HEA", "Bonn" и "BJ-V" соответственно. На всех рисунках сплошные кривые соответствуют нейтронным звездам без кваркового ядра, рассчитанным с использованием УС "HEA", "Bonn" и "BJ-V".

Зависимости массы M от радиуса R и радиуса R от давления P_c для наборов УС с нуклонными компонентами "HEA", "Bonn" и "BJ-V" представлены на рис.3a, 3b, 3c и 4a, 4b, 4c соответственно.

3. *Заключение.* На основе широкого набора уравнений состояния сверхплотного вещества с кварковым фазовым переходом рассчитаны серии моделей слоистых нейтронных звезд со странным кварковым ядром. Проведен сравнительный анализ функциональной зависимости их интегральных параметров и структурных характеристик от формы уравнения состояния.

Для некоторых моделей с параметром перехода $\lambda > 3/2$ на кривой

зависимости массы от центрального давления обнаружена новая ветвь стабильных конфигураций с малым кварковым ядром ($M_{core} \sim 0.004 + 0.03\,M_\odot$), для которых в максимуме $M_{max} \sim 0.08\,M_\odot$ для одних моделей и $M_{max} \sim 0.82\,M_\odot$ - для других. Расположенные на этой ветви слоистые нейтронные звезды характеризуются также необычно большими значениями радиуса (от $R \sim 1200$ км до $R \sim 2500$ км для различных моделей).

Данная работа поддержана Армянским Национальным Фондом по Науке и Образованию (ANSEF Grant No.PS 140) и выполнена в рамках темы #0842, финансируемой Министерством образования и науки РА.

Ереванский государственный университет, Армения,
e-mail: galaverdyan@ysu.am, anharutr@ysu.am, yuvartanyan@ysu.am

NEUTRON STARS WITH A QUARK CORE. II. THE BASIC INTEGRAL AND STRUCTURAL PARAMETERS

G.B.ALAVERDYAN, A.R.HARUTYUNYAN, Yu.L.VARTANYAN

The series of the models of neutron stars with a strange quark core are constructed, based on the wide set of calculated realistic equations of state of superdense matter with the quark phase transition. The integral parameters of stellar configurations are obtained - gravitational mass, rest mass, radius, relativistic moment of inertia and redshift from the surface of the star, as well as the mass and radius of quark core, - in the allowable range of central pressure values. The parameters of some characteristic configurations of calculated series are also presented, and their thorough investigation is carried out. For some models for equation of state the possibility of existence of the new additional range of stability for neutron stars with a strange quark core is revealed.

Key words: *stars:neutron:quark core*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **46**, 445, 2003.
2. *R.C.Tolman*, Phys. Rev., **55**, 364, 1939.
3. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
4. *J.B.Hartle*, Astrophys. J., **150**, 1005, 1967.
5. *M.J.Lighthill*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **110**, 339, 1950.
6. *З.Ф.Сеидов*, Астрон. ж., **15**, 347, 1971.
7. *J.H.Taylor, J.M.Weisberg*, Astrophys. J., **345**, 434, 1989.
8. *P.Haensel, M.Proszynski*, Astrophys. J., **258**, 306, 1982.
9. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **44**, 323, 2001.
10. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Письма в Астрон. ж., **28**, 29, 2002.
11. *G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland*, Astrophys. J., **170**, 299, 1971.
12. *S.Chandrasekhar*, Astrophys. J., **140**, 417, 1964.