АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 АВГУСТ, 1999 ВЫПУСК 3

УДК: 524.3-335.3

МОДЕЛИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С КОРОЙ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН

Поступила 9 ноября 1998
Принята к печати 10 марта 1999

Для реалистического диапазона параметров модели мешка МТИ исследуются модели странных кварковых звезд с корой, состоящей из атомных ядер и вырожденных электронов, поддерживаемой за счет электростатического барьера у поверхности странной кварковой материи. Для максимально возможной граничной плотности коры принята плотность вылета нейтронов из ядер $\rho = \rho_{drip}$. В зависимости от центральной плотности рассчитаны серии странных звезд. Исследованы конфигурации с массами 1.44 и $1.77 M_{\odot}$ и гравитационным красным смещением $Z_s = 0.23$, соответствующие наиболее известным наблюдательным данным. Наличие коры приводит к существованию минимальной массы странных звезд, а также способствует объяснению явления глитча пульсаров в рамках существования странной кварковой материи.

1. *Введение.* В качестве абсолютно стабильного холодного вещества Виттеном [1] была предложена странная кварковая материя, состоящая из примерно равного количества *u*, *d*, *s* - кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность. Эта гипотеза исследовалась Фери и Джаффи [2], которые, используя модель мешка МТИ [3], показали зависимость стабильности странной кварковой материи от недостаточно точно известных феноменологических параметров модели - постоянной мешка *B*, постоянной кварк - глюонного взаимодействия α_c и массы странного кварка m_s. Различные наборы этих констант могут приводить к реализации как самоудерживающихся странных звезд, рассматриваемых в данной работе, так и нейтронных звезд с кварковым ядром.

Если реализуется такой вариант странной кварковой материи, когда избыточный электрический заряд кварков нейтрализуется электронами, у свободной поверхности странной звезды из-за частичного вылета последних образуется электростатический барьер, который препятствует переходу обычного вещества вовнутрь. Вероятность туннельного перехода атомных ядер настолько мала, что обе фазы могут сосуществовать практически бесконечно долгое время [4]. В этом варианте могут существовать как голые странные звезды, целиком состоящие из странной кварковой материи, так и странные звезды с корой, состоящей из атомных ядер и вырожденных электронов (*Ae*-фаза). *Aen*-фаза, в которой вещество состоит из атомных ядер и вырожденных электронов и нейтронов, исключается из-за беспрепятственного перехода свободных нейтронов в странную кварковую материю.

В случае электронейтрализации позитронами возможно существование лишь голых странных звезд, так как при соприкосновении со странной кварковой материей обычное вещество неизбежно проглотится ею.

Если окажется, что гипотеза Виттена правильна, то она будет иметь решающее значение для физики сверхплотных звезд. Поэтому в последние годы исследованию странных звезд уделяется большое внимание. Основные свойства и структура странных звезд рассматривались в работах [4-7]. В работах [8,9] проводилось сопоставление параметров моделей голых странных звезд с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд. Целью данной работы является распространение этого анализа на странные звезды с корой.

В настоящей работе для уравнения состояния странной кварковой материи используется модель мешка МТИ. Нами рассмотрены двенадцать наборов параметров мешка, соответствующих наиболее вероятной области их изменения. Для описания коры используется уравнение состояния из работы [10]. Граничная плотность коры берется максимально возможной: $\rho_{max} = \rho_{drip} = 4.3.10^{11}$ г/см^3 (плотность вылета нейтронов из ядер).

Для рассчитанных уравнений состояния проинтегрирована система уравнений звездного равновесия (уравнения ТОВ), получены интегральные параметры странных звезд с корой. Подробно исследуются модели максимальных масс, а также модели с массами 1.44 и 1.77$M_\odot$ и гравитационным красным смещением $Z_s = 0.23$, соответствующие наиболее известным наблюдательным данным. Рассчитана минимальная допустимая масса странных звезд с корой.

2. *Уравнение состояния.* Вследствие того, что масса странного кварка намного превосходит массы *u* и *d* кварков, странная кварковая материя имеет небольшой дефицит *s*-кварков. Так как кварки связаны сильным взаимодействием, странная кварковая звезда имеет четко выраженную поверхность. Избыточный положительный заряд кварковой плазмы нейтрализуется электронами, которые, будучи связанными лишь кулоновской силой, могут частично покидать кварковую поверхность, распространяясь на сотни ферми. По этой причине у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность электрического поля достигает 10^{17} - 10^{18} В/см [4].

Электростатический барьер у поверхности странной звезды может поддерживать кору из обычного вещества. Кора не находится в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковым ядром лишь гравитацией. Учитывая, что не имеющие заряда свободные нейтроны могут свободно проходить через барьер и поглощаться странной кварковой материей, максимальная плотность коры должна быть ограничена плотностью вылета нейтронов из ядер - $\rho_{drip} = 4.3.10^{11}$ г/см^3.

Странная звезда может приобрести свою кору во время образования или за счет аккреции из межзвездного пространства [7,11].

Пренебрегая щелью в несколько сотен ферми между странной кварковой материей и корой, мы используем уравнение состояния, состоящее из двух частей. Первая часть описывает нормальное вещество *Ae*-фазы с максимальной плотностью ρ_{drip}. Нами использованы табличные данные работы [10]. Вторая часть соответствует странной кварковой материи, для которой используется модель мешка МТИ. 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. В присутствие коры давление на границе кваркового ядра не доходит до нуля, а будет порядка P_{drip}. В отличие от работ [7,11], где использовано упрощенное уравнение состояния странной кварковой материи ($m_s=\alpha_c=0$), нами используется развернутая форма (за подробностями отсылаем к работам [8,9]).

В настоящей работе, как и в [8,9], используются уравнения состояния для двенадцати наборов параметров мешка, соответствующих реалистическому диапазону изменения параметров B и m_s ($B=55\div60$ МэВ/фм^3, $m_s=175\div200$ МэВ) [12]. Для всех моделей энергия на барион в зависимости от концентрации барионов имеет отрицательный минимум, что обеспечивает связанность странной кварковой материи. В табл.1 приводятся значения параметров мешка рассматриваемых моделей, сгруппированных по значениям B и m_s в четыре серии. В [8,9] для каждой модели приводятся значения пороговой плотности возникновения странной кварковой материи, а также соответствующая этой плотности энергия связи на барион.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЕШКА РАССМАТРИВАЕМЫХ МОДЕЛЕЙ

Серия	B МэВ/фм^3	m_s МэВ	α_c	Модель
1	55	175	0.05	1.1
			0.17	1.2
			0.3	1.3
			0.38	1.4
2	55	200	0.05	2.1
			0.17	2.2
			0.31	2.3
3	60	175	0.05	3.1
			0.17	3.2
			0.26	3.3
4	60	200	0.05	4.1
			0.18	4.2

3. ***Результаты расчета и наблюдательные данные.*** Основные параметры странных звезд рассчитаны путем численного интегрирования релятивистских уравнений звездного равновесия [13], дополненных двумя уравнениями для определения релятивистского момента инерции [14]. Отметим,

что тот же результат для релятивистского момента инерции можно получить путем численного интегрирования одного дифференциального уравнения, полученного в работе [15]. Вычисления были проведены с использованием уравнений состояния табл.1. В зависимости от центральной плотности ρ_c, для серий конфигураций рассчитаны значения звездного радиуса R, полной массы M, массы покоя M_0, собственной массы M_p, релятивистского момента инерции I, красного смещения с поверхности звезды Z_s, массы M_{cr} и толщины t_{cr} коры. Для одной такой серии (модель 1.1) данные приведены в табл.2.

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ 1.1

ρ_c 10^{14} г/см^3	M $M_\odot$	M_0 $M_\odot$	M_p $M_\odot$	M_{cr} $M_\odot \cdot 10^{-5}$	R км	t_{cr} км	Z_s	I 10^{45}гсм^2
4.431	0.021	0.022	0.021	4	24.71	21.873	0.001	0.001
4.443	0.025	0.027	0.026	3	13.52	10.497	0.003	0.002
4.449	0.028	0.029	0.028	2.8	11.58	8.475	0.004	0.002
4.466	0.035	0.037	0.035	2.5	8.93	5.571	0.006	0.003
4.525	0.062	0.066	0.063	2.3	6.99	2.934	0.013	0.008
4.643	0.123	0.132	0.126	2.3	6.84	1.761	0.028	0.026
4.760	0.189	0.205	0.195	2.4	7.19	1.358	0.041	0.053
4.936	0.290	0.318	0.302	2.5	7.76	1.050	0.060	0.109
5.111	0.389	0.430	0.409	2.5	8.24	0.875	0.078	0.177
5.374	0.529	0.592	0.563	2.6	8.83	0.730	0.102	0.295
5.810	0.732	0.834	0.795	2.6	9.53	0.587	0.137	0.508
6.388	0.951	1.103	1.053	2.5	10.12	0.487	0.176	0.780
6.820	1.083	1.270	1.214	2.4	10.41	0.435	0.201	0.963
7.251	1.193	1.411	1.351	2.3	10.62	0.400	0.223	1.123
8.110	1.363	1.635	1.570	2.1	10.88	0.349	0.259	1.381
9.249	1.518	1.846	1.781	1.9	11.04	0.305	0.297	1.620
10.949	1.662	2.047	1.989	1.7	11.10	0.263	0.338	1.827
14.601	1.803	2.252	2.216	1.3	10.97	0.214	0.393	1.970
17.392	1.843	2.311	2.296	1.2	10.82	0.201	0.417	1.963
21.971	1.860	2.337	2.352	1	10.56	0.182	0.442	1.884
24.045	1.859	2.334	2.362	0.9	10.45	0.172	0.450	1.839

Наличие коры практически не влияет на полную массу странной звезды ($M_{cr} \sim 10^{-5} M_\odot$). Для всех рассмотренных моделей энергия связи имеет нормальный знак $M < M_0$, что является необходимым условием устойчивости. Влияние коры оказывается пренебрежимо малым для дефекта массы, детальный анализ которого для голых странных звезд был проведен в работе [16].

Зависимость радиуса от массы странной звезды с корой для модели 1.1 приведена на рис.1. В отличие от случая нейтронных звезд для наших моделей, как и для голых странных звезд, радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой. И лишь у самого максимума, т.е. перед потерей устойчивости, эта зависимость такая же, как у устойчивых нейтронных звезд. Такое различие может

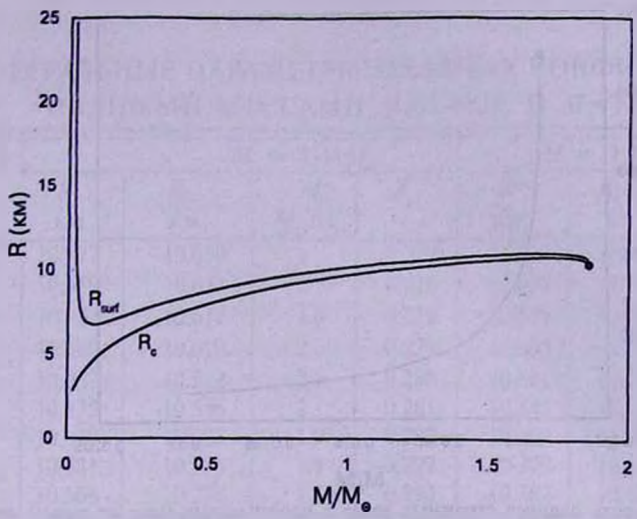

Рис.1. Зависимость радиуса странных звезд с корой от массы для модели 1.1. Точкой указана конфигурация максимальной массы, R_{surf} - соответствует радиусу поверхности звезды, R_c - радиусу кваркового ядра.

быть использовано для наблюдательного различения странных и нейтронных звезд. В работе [17] была предложена полуэмпирическая зависимость массы от радиуса для двойного рентгеновского источника Геркулес X-1 и аргументировалось, что этот объект является странной, а не нейтронной звездой. Однако данный анализ подвергся критике, как в связи с уточнением массы Геркулес X-1 [18], так и в связи с некорректным выбором параметров мешка [19]. Дальнейшее уточнение наблюдаемых данных, в контексте с реалистическими теоретическими расчетами, может решить вопрос о реализации той или иной модели.

Толщина коры минимальна для конфигураций максимальных масс и растет с уменьшением массы. Для странных звезд масс $1.1_{\div}1.8\,M_\odot$, являющихся типичными для наблюдаемых сверхплотных звезд [20], толщина коры порядка 180-500 метров. Отметим, что похожая толщина коры для этого диапазона масс получается для моделей нейтронных звезд, рассчитанных с использованием уравнения состояния Григорян-Саакян, в котором учтены эффект пионизации и кварковая структура адронов (за подробностями отсылаем к работам [15,21]). Резкий рост толщины коры наблюдается при малых массах странных звезд, которые становятся гравитационно неустойчивыми ($dM/d\rho_c \le 0$) при некоторой минимальной массе странной звезды. Заметим, что для голых странных звезд возможно существование сколь угодно малых масс. На рис.2 приведена зависимость радиуса странных звезд с корой малых масс от массы. Для модели 1.1 $M_{min} \approx 0.018 M_\odot$ при радиусе 450 км. Детальное исследование странных звезд малых масс, весьма чувствительных к величине максимальной граничной плотности коры, будет проведено в дальнейших работах.

В табл.3 приводятся основные параметры звездных конфигураций максимальных масс. Для рассмотренного нами диапазона параметров мешка получены следующие значения максимальных масс: $M_{max} = (1.75_{\div}1.86) M_\odot$ с

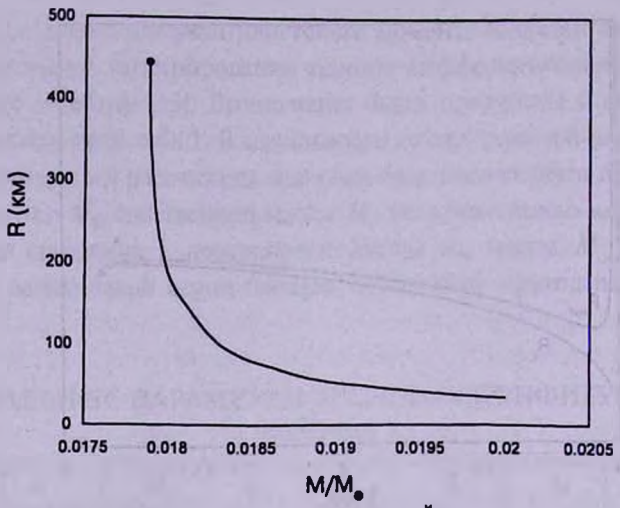

Рис.2. Зависимость радиуса странных звезд с корой малых масс от массы для модели 1.1. Точкой указана конфигурация минимальной массы.

соответствующими им радиусами $R_{max}=(10\div10.6)$ км и центральными плотностями $(\rho_c)_{max}=(2.2\div2.5).10^{15}$ г/см^3. Вклад коры весьма незначителен: $R_\sigma=(170\div180)$ м и $M_\sigma\sim10^{-5}M_\odot$. Расчет конфигураций максимальных масс обусловлен важностью сопоставления параметров теоретических моделей с наблюдаемыми параметрами звездных объектов. Полученные нами значения не противоречат ни наиболее точно определенным на сегодняшний день массам сверхплотных звезд, ни наблюдательным данным для момента инерции.

Таблица 3

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ МАКСИМАЛЬНЫХ МАСС

Модель	M_{max} $M_\odot$	ρ_c 10^{14}г/см^3	R км	R_c км	M_σ $M_\odot.10^{-5}$	Z_s
1.1	1.860	21.971	10.562	10.380	1	0.442
1.2	1.860	22.061	10.544	10.363	1	0.444
1.3	1.860	22.271	10.511	10.340	0.9	0.446
1.4	1.861	22.358	10.512	10.330	1	0.447
2.1	1.829	22.590	10.444	10.264	0.9	0.438
2.2	1.827	22.680	10.420	10.238	1	0.439
2.3	1.825	22.743	10.390	10.211	1	0.441
3.1	1.786	23.861	10.135	9.957	1	0.443
3.2	1.786	23.943	10.121	9.944	0.9	0.444
3.3	1.787	24.030	10.106	9.934	1	0.446
4.1	1.757	24.502	10.020	9.846	1	0.439
4.2	1.755	24.576	9.995	9.823	0.9	0.440

В табл.4 приводятся данные странных звезд с массами $M=1.44M_\odot$ и $M=1.77M_\odot$, воспроизводящими наиболее вероятные наблюдаемые массы пульсаров PSR 1913+16 [22] и 4U0900-40 [23] соответственно. Масса 1.77 $M_\odot$

Таблица 4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ С ПОЛНЫМИ МАССАМИ $M=1.44M_\odot$ И $M=1.77\,M_\odot$

Модель	$M = 1.44M_\odot$				$M = 1.77M_\odot$			
	R км	R_c км	M_{cr} $M_\odot.10^{-5}$	Z_s	R км	R_c км	M_{cr} $M_\odot.10^{-5}$	Z_s
1.1	10.977	10.650	2	0.277	11.040	10.812	1.4	0.377
1.2	10.959	10.634	2	0.278	11.027	10.796	1.5	0.378
1.3	10.937	10.617	1.8	0.279	11.011	10.780	1.5	0.379
1.4	10.930	10.610	2	0.279	11.003	10.772	1.4	0.379
2.1	10.902	10.582	2	0.280	10.881	10.661	1.4	0.386
2.2	10.875	10.556	2	0.281	10.845	10.626	1.4	0.389
2.3	10.839	10.525	1.9	0.282	10.799	10.591	1.1	0.391
3.1	10.581	10.285	1.8	0.292	10.379	10.185	1.2	0.419
3.2	10.568	10.271	1.8	0.293	10.363	10.169	1.1	0.420
3.3	10.554	10.263	1.7	0.294	10.353	10.164	1.1	0.421
4.1	10.502	10.212	1.7	0.296	Не осуществляется			
4.2	10.471	10.186	1.7	0.297	Не осуществляется			

не достигается для наших моделей 4-ой серии. Уточнение массы 4U0900-40 может существенно ограничить допустимую область параметров мешка.

Гравитационное красное смещение Z_S является важным параметром при различении странных и нейтронных звезд. Из анализа излучения источника мартовской γ-вспышки 1979г., идентифицированного с объектом SNR N49, было получено гравитационное красное смещение $Z_S=0.23\pm0.05$ [23]. Рассмотренный в этой же работе обширный набор уравнений состояния вещества нейтронных звезд давал значения массы $M=(1.1_{+}1.6)M_\odot$ и радиусы $R=(10_{+}14)$ км для конфигураций с $Z_S=0.23$, причем для релятивистских уравнений состояния - $M=(1.4_{+}1.6)M_\odot$ и $R=(12.5_{+}14)$ км. В табл.5 приводятся данные конфигураций с

Таблица 5

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

Модель	M $M_\odot$	ρ_c 10^{14}г/см^3	R км	R_c км	M_{cr} $M_\odot.10^{-5}$
1.1	1.235	7.395	10.679	10.290	2.3
1.2	1.223	7.464	10.676	10.291	2.3
1.3	1.228	7.474	10.651	10.265	2.2
1.4	1.226	7.480	10.637	10.252	2.2
2.1	1.222	7.588	10.610	10.229	2.2
2.2	1.220	7.639	10.583	10.202	2.2
2.3	1.218	7.693	10.550	10.169	2.2
3.1	1.180	8.060	10.243	9.875	2
3.2	1.176	8.070	10.223	9.855	2
3.3	1.173	8.076	10.209	9.840	2
4.1	1.169	8.235	10.167	9.799	1.9
4.2	1.167	8.287	10.141	9.773	2

Z_s=0.23 для рассмотренных нами моделей странных звезд с корой. Полученные для них интервалы значений $M=(1.17_{+}1.23)M_{\odot}$ и $R=(10.1_{+}10.7)$ км, так же, как и данные для голых странных звезд - $M=(1.11_{+}1.17)M_{\odot}$ и $R=(9.7_{+}10.2)$ км [8], могут способствовать выбору уравнения состояния сверхплотного вещества в случае определения массы SNR N49.

Период вращения сверхплотных звезд также выступает в качестве важного параметра для наблюдательного различения странных и нейтронных звезд. 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 $P_{\min} = 0.0276\left[(R/\text{км})^3/(M/M_{\odot})\right]^{1/2}$ мс [24]. Для реалистического диапазона параметров модели мешка мы получаем $P_{\min}=(0.66_{+}0.69)$ мс для странных звезд с корой и $P_{\min}=(0.64_{+}0.68)$ мс для голых странных звезд [8]. В случае моделей нейтронных звезд $P_{\min} \geq 0.7$ мс, причем немногие модели дают субмиллисекундные периоды вращения. Наиболее быстрый из зарегистрированных на сегодняшний день пульсаров PSR 1937+21 имеет период вращения $P = 1.558$ мс [25]. Открытие субмиллисекундных пульсаров способствовало бы решению проблемы выбора теоретических моделей.

Модели голых странных звезд, не имеющих коры, испытывают большие трудности в стандартном объяснении глитча пульсаров. В [7] показано, что твердая ядерная кора, которая поддерживается за счет электростатического барьера у поверхности странных звезд, имеет достаточный момент инерции для обеспечения в рамках модели "звездотрясения" наблюдаемых величин глитчей пульсаров. Отношение момента инерции коры к полному моменту инерции звезды I_{cr}/I_{total} монотонно убывает с ростом массы. Полученные нами для реалистического диапазона параметров мешка значения $I_{cr}/I_{total} \sim 10^{-3}{}_{+}10^{-5}$ согласуются с результатами работы [7].

4. *Заключение*. В настоящей работе для наиболее вероятной области изменения параметров мешка исследуются модели странных звезд с корой в контексте их сравнения с наблюдательными данными. Авторы считают, что возможность существования странных звезд не противоречит существующим на сегодняшний день наблюдательным данным, а наличие коры способствует стандартному объяснению глитча пульсаров. Важно рассмотреть возможность наблюдательного различения этих объектов от нейтронных звезд для того, чтобы подтвердить или опровергнуть гипотезу абсолютной стабильности странной кварковой материи.

Во-первых, странные звезды с корой, как и голые странные звезды, имеют отличную от нейтронных звезд зависимость массы от радиуса. Радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой, за исключением конфигураций, близких к максимальной, а при наличии коры и к минимальной. В случае уточнения наблюдаемых масс и радиусов, различие в зависимости масса-радиус

может служить одним из основных критериев наблюдательного различения.

Во-вторых, различие в зависимости масса-радиус приводит к меньшим периодам вращения странных звезд. Для наших моделей кеплеровская частота вращения странных звезд лежит в интервале $0.64_{+}0.69$ мс, тогда как для нейтронных звезд $P_k > 0.7$ мс. На сегодняшний день ни один из наблюдаемых пульсаров не имеет субмиллисекундного периода вращения, и это сравнение пока не может быть использовано.

В-третьих, различие в зависимости масса-радиус приводит к различным гравитационным красным смещениям для странных и нейтронных звезд. В частности, для определенного красного смещения объекта SNR N49 $Z_S \approx 0.23$ получаемые интервалы масс и радиусов для двух типов сверхплотных звезд имеют весьма малую область наложения. Таким образом, определение массы SNR N49 весьма актуально для дальнейших исследований.

Рассмотренные выше критерии наблюдательного различения от нейтронных звезд относились как к голым странным звездам, так и к странным звездам с корой. Однако лишь голые странные звезды могут иметь сколь угодно малые массы. Наличие коры приводит к существованию минимальной массы странных звезд порядка $0.018 M_{\odot}$ с радиусом до 450 км при максимальной граничной плотности коры ($\rho_{max} = \rho_{drip} = 4.3.10^{11}$ г/см^3). Для устойчивых нейтронных звезд минимальная масса достигает значения $\sim 0.1 M_{\odot}$ [26,27] при радиусе 200 км. Заметим, что понижение значения максимальной граничной плотности коры приводит к еще более малым значениям минимальной массы. В работе [28] аргументировалось, что максимальная плотность коры, которая может удерживаться посредством электростатического барьера у поверхности странных звезд, порядка $8.3.10^{10}$ г/см^3. Детальное исследование странных звезд с корой малых масс будет проведено в дальнейших работах.

Данная работа проделана в рамках темы N96-857, поддержанной Министерством образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения.

MODELS OF STRANGE STARS WITH CRUST

YU.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN

The models of strange quark stars with a crust, consisting of atomic nuclei and degenerated electrons and supported due to the electrostatic barrier at the surface of strange quark matter are investigated for the realistic range of the MIT bag model parameters. The density corresponding to the neutrons outflow from nuclei is taken

as the maximum possible boundary density of crust. The series of strange stars dependent on central density, are calculated. The configurations with masses 1.44 and $1.77 M_{\odot}$ and gravitational redshift $Z_s = 0.23$, corresponding to the most known observational data, are investigated. Presence of the crust leads to the existence of the minimum mass for strange stars, as well as promotes the explanation of pulsars glitches phenomenon within the existence of strange quark matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
2. *E.Farhi*, *R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
3. *A.Chodos*, *R.L.Jaffe*, *K.Johnson*, *C.B.Thorn*, *V.F.Weisskopf*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1971.
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. *O.G.Benvenuto*, *J.E.Horvath*, *H.Vucetich*, Intern. J. Modern Phys., **A6**, 4769, 1991.
7. *N.K.Glendenning*, *F.Weber*, Asrophys. J., **400**, 647, 1992.
8. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **37**, 499, 1994.
9. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Письма в Астрон. ж., **21**, 136, 1995.
10. *G.Baym*, *C.Pethick*, *P.Sutherland*, Astrophys. J., **170**, 299, 1971.
11. *N.K.Glendenning*, *Ch.Kettner*, *F.Weber*, Astrophys. J., **450**, 253, 1995.
12. *O.G.Benvenuto*, *J.E.Horvath*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **241**, 43, 1989.
13. *J.R.Oppenheimer*, *G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
14. *J.B.Hartle*, Astrophys. J., **150**, 1005, 1967.
15. *L.Sh.Grigorian*, *G.S.Sahakian*, Astrophys. Space Sci., **95**, 305, 1983.
16. *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, *Г.А.Хачатрян*, Астрофизика, **38**, 269, 1995.
17. *X.D.Li*, *Z.G.Dai*, *Z.R.Wang*, Astron. Astrophys., **303**, L.1, 1995.
18. *A.P.Reynolds*, *P.Roche*, *H.Quaintrell*, Astron. Astrophys, **318**, L.25, 1997.
19. *J.Madsen*, Astron. Astrophys., **318**, 466, 1997.
20. *F.Nagase*, Publ. Astron. Soc. Jap., **41**, 1, 1989.
21. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, изд. ЕГУ, Ереван, 1998.
22. *J.H.Taylor*, *J.M.Weisberg*, Astrophys. J., **345**, 434, 1989.
23. *F.Weber*, *N.K.Glendenning*, Prepr. LBL-33066, 1992.
24. *N.K.Glendenning*, Phys. Rev., **D46**, 4161, 1992.
25. *L.A.Rawley*, *J.H.Taylor*, *M.M.Davis*, Astrophys. J., **326**, 947, 1988.
26. *Г.С.Саакян*, *Ю.Л.Вартанян*, Астрон. ж., **41**, 193, 1964.
27. *Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **2**, 45, 1966.
28. *Y.F.Huang*, *T.Lu*, Astron. Astrophys., **325**, 189, 1997.