

УДК: 524. 354. 6: 539. 12

О ДЕФЕКТЕ МАССЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН, Г.А.ХАЧАТРЯН

Поступила 24 июля 1995

Принята к печати 19 сентября 1995

В рамках модели мешка МТИ для трех моделей странных звезд рассчитаны дефект массы и коэффициенты гравитационной упаковки, исследуется вклад гравитационной и внутренней энергии в полную энергию звезды. Для странных звезд оказывается возможной реализация моделей с отрицательной внутренней энергией, что приводит к их большей связанности по сравнению с нейтронными звездами. Это является причиной отсутствия конфигураций с отрицательным дефектом массы для рассмотренных моделей. Анализируется вопрос идентификации остатков Сверхновых с нейтронными или странными звездами.

В качестве абсолютно стабильного состояния холодного сверхплотного 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, так и нейтронных звезд с кварковым ядром.

Корректность гипотезы Виттена имеет огромное значение для физики сверхплотных звезд и в последние годы исследование странных звезд привлекает большое внимание. Основные свойства и структура странных звезд рассматривались в работах [4-6]. В работах [7,8] проводилось сопоставление параметров моделей странных звезд с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд. Целью данной работы является детальное исследование дефекта массы странных звезд, прово-

димое в рамках дискуссии о существовании либо странных, либо нейтронных звезд.

Нами рассмотрены три модели странных звезд, соответствующие трем наборам параметров мешка (1. $B = 50$ Мев / фм³, $m_s = 150$ Мев, $\alpha_c = 0.05$; 2. $B = 60$ Мев / фм³, $m_s = 200$ Мев, $\alpha_c = 0.05$; 3. $B = 50$ Мев / фм³, $m_s = 150$ Мев, $\alpha_c = 0.5$). Выбор данных параметров согласуется с результатами работ [6,9], в которых путем обобщения феноменологических и теоретических данных адронной физики предлагались реалистические диапазоны изменения параметров модели мешка. Для всех трех моделей кривая средней энергии имеет отрицательный минимум ϵ_{\min} при определенном значении концентрации барионов n_{\min} (1. $\epsilon_{\min} = -76.9$ Мев, $n_{\min}/n_0 = 1.72$; 2. $\epsilon_{\min} = -16.6$ Мев, $n_{\min}/n_0 = 1.93$; 3. $\epsilon_{\min} = -10.9$ Мев, $n_{\min}/n_0 = 1.61$), где $n_0 = 0.15$ фм⁻³ ядерная плотность. Этим и обусловлена самосвязанность странных звезд.

Для трех рассмотренных уравнений состояния стандартным методом проинтегрирована система релятивистских уравнений звездного равновесия (система уравнений ТОВ), получены интегральные параметры странных звезд. Остановимся более подробно на физическом смысле полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p , необходимых для расчета дефекта массы сверхплотных звезд. Из решения уравнений Эйнштейна для шварцшильдовского поля и сшивки этого решения на бесконечности с ньютоновским гравитационным потенциалом $\varphi = GM/r$, в котором M определяется как масса, получается выражение

$$M = \int \rho dv. \quad (1)$$

Здесь $dv = r^2 dr d\Omega$ — ньютоновское выражение объема, а $\rho = \rho_0(1 + \epsilon/m_0 c^2)$ — полная плотность энергии, где $\rho_0 = m_0 n$ — плотность массы покоя, $m_0 = M(^{56}\text{Fe})/56$. Так как в плотности энергии ρ учтен вес внутренней энергии ϵ/c^2 , выражение (1) не является чисто ньютоновским и представляет из себя полную релятивистскую массу, в которой учтены как вес гравитационной, так и внутренней энергий.

Полное число барионов B определяется

$$B = \int n dV, \quad (2)$$

где n — концентрация барионов, $dV = e^{\lambda/2} r^2 dr d\Omega$ — выражение для элемента объема в ОТО. Здесь e^{λ} — радиальная компонента метрического тензора. Массу покоя M_0 определим как число барионов в массовых единицах

$$M_o = m_o B = \int m_o n dV = \int \rho_o e^{\lambda/2} dv . \quad (3)$$

Собственная масса M_p определяется выражением

$$M_p = \int \rho dV = \int \rho e^{\lambda/2} dv . \quad (4)$$

Разность $M - M_p$ в нерелятивистском пределе представляет из себя гравитационную энергию

$$M - M_p = E_G/c^2 = -G \int_0^M m(r) dm(r)/r . \quad (5)$$

Разность $M - M_o$ определяет как гравитационную, так и внутреннюю энергию

$$M - M_o = E_{in}/c^2 + E_G/c^2 , \quad (6)$$

где $E_{in} = \int_0^R n \epsilon dv$. Из (5) и (6) также получаем

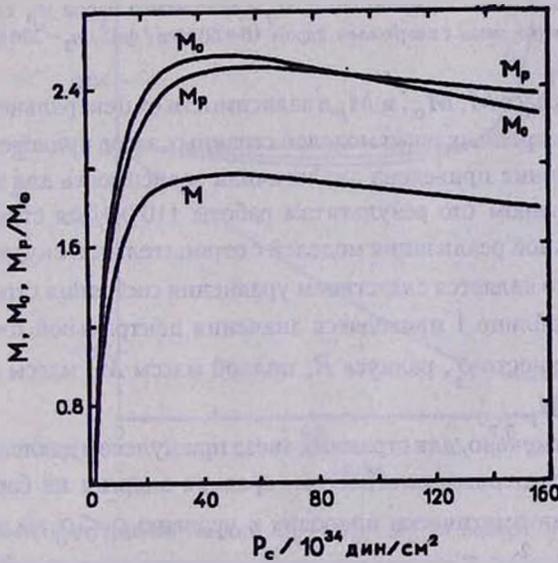


Рис.1. Зависимость полной массы M , массы покоя M_o и собственной массы M_p от центрального давления P_c для первой модели странных звезд.

$$M_p - M_0 = E_{\text{ин}}/c^2 \quad (7)$$

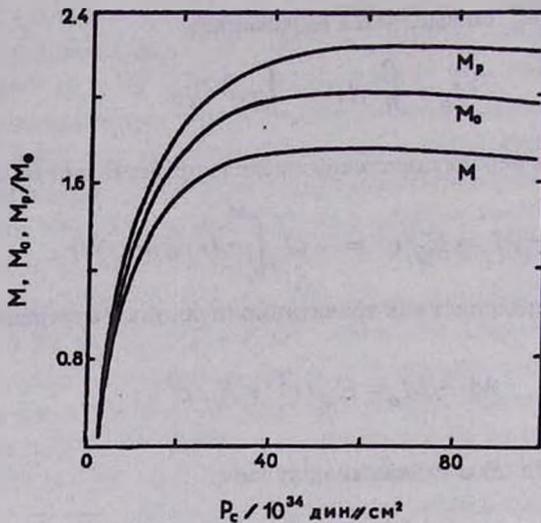


Рис.2. Зависимость полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p от центрального давления P_c для нейтронных звезд с кварковым ядром ($B = 60$ Мев / фм^3 , $m_s = 200$ Мев, $\alpha_c = 0.45$).

Результаты расчета масс M , M_0 , и M_p в зависимости от центрального давления для первой из рассмотренных нами моделей странных звезд приведены на рис.1. На рис.2. для сравнения приведена аналогичная зависимость для нейтронных звезд с кварковым ядром (по результатам работы [10]). Для странных звезд оказывается возможной реализация моделей с отрицательной внутренней энергией ($M_p < M_0$), что является следствием уравнения состояния странной кварковой материи. В таблице 1 приводятся значения центральной плотности ρ_c , плотности на поверхности ρ_s , радиуса R , полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p .

Как было ранее отмечено, для странных звезд при нулевом давлении, которое соответствует сверхъядерным плотностям, средняя энергия на барион ($\epsilon_{\text{ин}}$) отрицательна, что автоматически приводит к условию $\rho < \rho_0$ на поверхности (т.к. $\rho = \rho_0(1 + \epsilon/m_0 c^2)$). С ростом давления значение ρ приближается к ρ_0 , а затем и превосходит его.

Масса покоя M_0 и собственная масса M_p отличаются лишь плотностями ρ и ρ_0 под интегралом, где интегрирование ведется от центра до поверхности

(см. (3), (4)). Поэтому даже для тех значений центрального давления, при которых $\rho_c > \rho_\infty$ суммарный вклад может приводить к условию $M_p < M_0$.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ХАРАКТЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ТРЕХ МОДЕЛЕЙ СТРАННЫХ ЗВЕЗД В ТОЧКЕ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ

Модели	ρ_c	ρ_s	R	M_{\max}	M_0	M_p	ε_{\min}
	10^{14} г/см^3	10^{14} г/см^3	км	M_0	M_0	M_0	Мев
1. $B=50 \text{ Мев/фм}^3$ $m_s=150 \text{ Мев}$ $\alpha_c=0.05$	19.765	4.305	10.991	1.982	2.580	2.510	-76.87
2. $B=60 \text{ Мев/фм}^3$ $m_s=200 \text{ Мев}$ $\alpha_c=0.05$	24.503	4.782	9.844	1.756	2.130	2.217	-16.58
3. $B=50 \text{ Мев/фм}^3$ $m_s=150 \text{ Мев}$ $\alpha_c=0.5$	20.394	4.046	10.926	1.985	2.404	2.520	-10.92

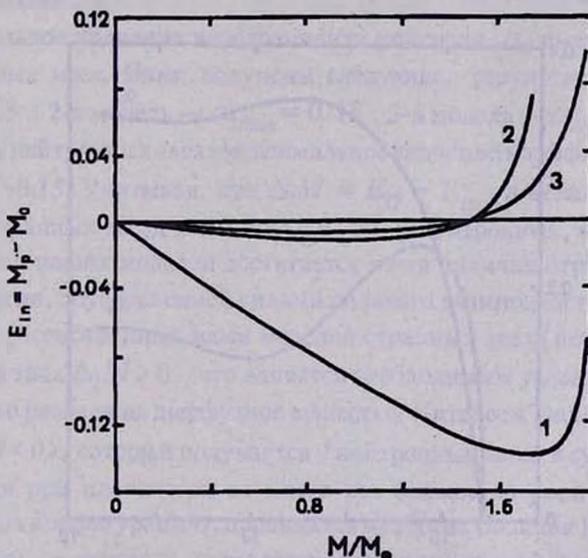


Рис.3. Зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ от полной массы M для трех моделей странных звезд.

На рис.3 приведена зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ рассмотренных моделей от полной массы M . Для первой модели вследствие боль-

шой величины отрицательного минимума средней энергии на барион все стабильные конфигурации имеют отрицательную внутреннюю энергию ($M_p < M_0$). Для второй и третьей моделей вследствие малости величины отрицательного минимума средней энергии на барион внутренняя энергия становится положительной до достижения конфигураций максимальных масс (при $M \approx 1.46M_0$).

Для нейтронных звезд существование конфигураций с отрицательной внутренней энергией ($M_p < M_0$) невозможно. На поверхности (при нулевом давлении) $\rho \approx \rho_0$, в центре $\rho > \rho_0$ и поэтому собственная масса нейтронных звезд всегда больше массы покоя M_0 .

Полная масса звезды M не равна сумме масс элементов ее объема M_p и так как $e^{2\lambda} \geq 1$, то $M < M_p$. Разность $\Delta_1 M = M_p - M$ называют полным гравитационным дефектом массы, а отношение $\alpha_1 = \Delta_1 M / M$ коэффициентом гравитационной упаковки. В ньютоновском приближении $c^2 \Delta_1 M = -E_G$, а α_1 в общем случае характеризует отношение гравитационной энергии к полной.

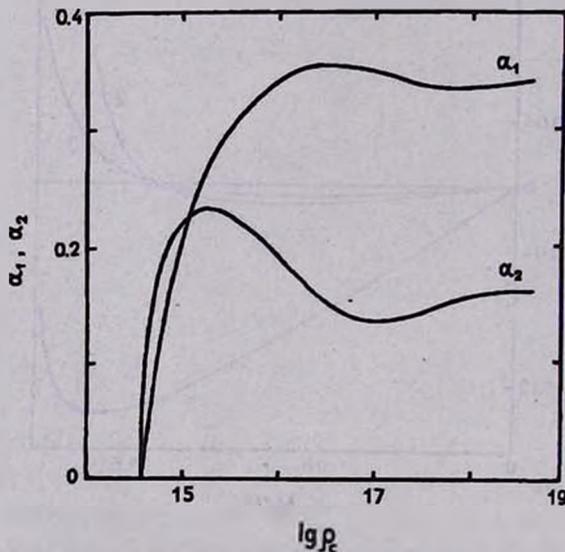


Рис. 4. Зависимость коэффициентов гравитационной упаковки α_1 и α_2 от $\lg \rho_c$ для первой модели странных звезд.

Разность $\Delta_2 M = M_0 - M$ носит название неполного или просто дефекта массы (энергии связи). Энергия, соответствующая $\Delta_2 M$, есть как раз та энергия,

которая выделяется при образовании из первоначально разряженного диффузного вещества плотной звезды. Из физики этого процесса ясно, что для устойчивой стационарной звезды, возникающей из диффузного вещества, $\Delta_2 M > 0$. В ньютоновском приближении $c^2 \Delta_2 M = -E_G - E_{in}$. Коэффициент упаковки $\alpha_2 = \Delta_2 M / M_0$ показывает в общем случае полную долю энергии, выделившейся при образовании звезды.

На рис.4 построена зависимость значений коэффициентов α_1 и α_2 в зависимости от $\lg \rho_c$ для первой модели странных звезд. Максимальные значения коэффициента гравитационной упаковки $\alpha_{1max} \cong 0.35$ приходятся на центральные плотности больше ρ_{max} , соответствующие точке потери устойчивости, поэтому реально существующие (устойчивые) конфигурации имеют меньшие значения α_1 . Предельно допустимые для наших моделей оказались значения $\alpha_1 \cong 0.26 - 0.28$. Таким образом, вклад гравитационной энергии в полную энергию странных звезд практически одинаков для всех трех моделей и не достигает 30%. Заметим, что для нейтронных звезд вклад гравитационной энергии несколько выше.

Максимальное значение коэффициента упаковки α_2 имеют конфигурации максимальных масс. Нами получены следующие результаты: 1-я модель — $\alpha_{2max} = 0.23$; 2-я модель — $\alpha_{2max} = 0.18$; 3-я модель — $\alpha_{2max} = 0.17$. Заметим, что для нейтронных звезд максимальное значение коэффициента упаковки порядка 0.1–0.15. Учитывая, что $\Delta_2 M = E_G - E_{in}$, а вклад гравитационной энергии у странных звезд даже меньше, чем у нейтронных, ясно, что большая энергия связи наших моделей достигается из-за наличия отрицательной внутренней энергии, обусловленной силами сильного взаимодействия.

Для всех рассмотренных нами моделей странных звезд дефект массы имеет нормальный знак $\Delta_2 M > 0$, что является необходимым условием устойчивости относительно распада на диффузное вещество. Интерес к аномальному дефекту массы ($\Delta_2 M < 0$), который получается у нейтронных звезд в сугубо релятивистской области при плотностях во много раз больше ядерной (среди заведомо неустойчивых конфигураций), проявлялся в работах Саакяна [11]. Аномальный дефект массы он связал с космологической концепцией Амбарцумяна [12], согласно которой эволюция идет от сверхплотного состояния к диффузному. Нами, чисто для академического интереса, рассчитаны конфигурации с центральными плотностями до 10^{19} г/см³ (заведомо неустойчивые) и получено полное отсутствие аномального дефекта массы для моделей странных звезд.

На рис.5 приведена зависимость дефекта массы $\Delta_2 M$ от массы M для трех моделей странных звезд. Теоретический расчет энергии связи может иметь

большой практический интерес при идентификации остатков Сверхновых с нейтронными или странными звездами. Как уже было отмечено, при образовании сверхплотной звезды выделяется энергия, соответствующая энергии связи $\Delta_2 M$. Одним из возможных путей образования сверхплотных звезд считают взрывы Сверхновых 2-го типа. Большой интерес представляет исследование недавнего взрыва SN 1987A. Из числа и энергии обнаруженных нейтрино (захват нейтрино был зарегистрирован одновременно на детекторах Камиоканде 2 и IBM) с помощью экстраполяции была вычислена полная энергия нейтрино, высвобождавшаяся при вспышке SN 1987A, равная примерно $3 \cdot 10^{53}$ эрг [13, 14]. Нейтринный сигнал был двухкомпонентным. Первый сигнал мог возникнуть при образовании нейтронной звезды, второй, соответственно, при образовании странной звезды. Энергия нейтрино в $3 \cdot 10^{53}$ эрг, равна теоретической энергии связи нейтронной звезды с массой $1.44 M_\odot$, т.е. количеству энергии, которая должна была выделиться при ее образовании. Энергию связи $3 \cdot 10^{53}$ эрг имеют странные звезды следующих масс: 1-я модель $M = 0.9 M_\odot$; 2-я модель $M = 1.15 M_\odot$; 3-я модель $M = 1.25 M_\odot$. Обнаружение пульсара в остатке Сверхновой 1987A и определение его массы может послужить решением вопроса о реализации той или иной теоретической модели.

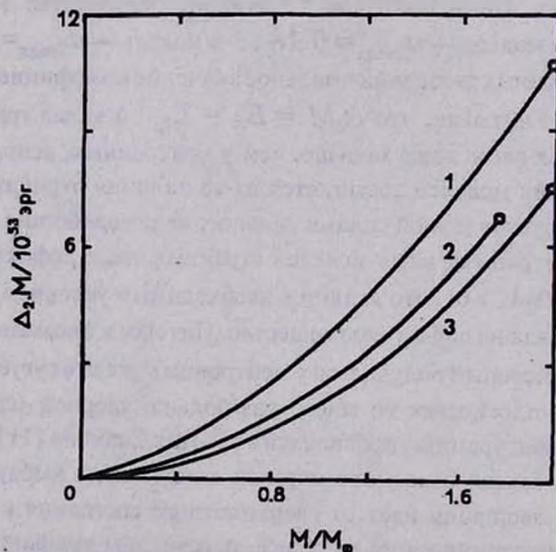


Рис.5. Зависимость энергии связи $\Delta_2 M$ от полной массы M для трех моделей странных звезд (кружочками отмечены конфигурации максимальных масс).

Необходимо отметить, что в настоящей работе рассматривались статические конфигурации. Анализ для четырнадцати уравнений состояния нейтронных звезд, проведенный в работе [15], показал, что учет вращения для сверхплотных звезд приводит к увеличению энергии связи лишь до 10%, так что сферически-симметрическое приближение при исследовании дефекта массы является вполне корректным.

Данная работа проделана в рамках темы 46/101 93-353, поддержанной Министерством высшего образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

ON THE MASS DEFECT OF STRANGE STARS

J.L.VARDANIAN, A.K.GRIGORIAN, G.A.KHACHATRIAN

Within the framework of the MIT bag model the mass defect and gravitational packing factors were calculated for the three models of strange stars. The contribution of the gravitational and inner energies into the star total energy was investigated. It appears that for strange stars the realization of the models with negative inner energy is possible that brings to the greater values of the binding energy of strange stars in comparison with neutron stars. It is precisely this fact that explains absence of the configurations with the negative mass defect for considered models. The problem of identification of Supernovae's remnants with neutron or strange stars is analysed.

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. and Astrophys., 160, 121, 1986.
6. O.G. Benvenuto, J.E. Horvath, H. Vucetich, Intern. J. of Modern Phys., A6, 4769, 1991.
7. Ю.Л. Вартамян, А.Р. Арутюнян, А.К. Григорян, *Астрофизика*, 37, 543, 1994.
8. Ю.Л. Вартамян, А.Р. Арутюнян, А.К. Григорян, *Письма в Астрон. ж.*, 21, 136, 1995.
9. O.G. Benvenuto, J.E. Horvath, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 241, 43, 1989.
10. Г.Б. Алавердян, А.Р. Арутюнян, Ю.Л. Вартамян, А.К. Григорян, *Доклады НАН РА, Физика*, 93, 1994.
11. Г.С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., Наука, 1972.

12. В.А.Амбарцумян, Научные труды; Собрание работ, т.2, Ереван, 1980.
13. S.H.Kahana, J.Cooperstein, E.Varon, Phys. Lett., B196, 259, 1987.
14. W.D.Arnett, J.N.Bachall, R.P.Kirshner, S.E.Woosley, Annu. Rev. Astron Ap., 27, 629, 1989.
15. G.B.Cook, S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, Astrophys.J., 424, 823, 1994.