АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42 НОЯБРЬ, 1999 ВЫПУСК 4

УДК: 524.354-823

СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ ОСТЫВАНИЕ ПРИ ПОЗИТРОННОЙ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛИЗАЦИИ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Г.С.АДЖЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН

Поступила 23 апреля 1999
Принята к печати 25 мая 1999

Рассматриваются вопросы равновесия, устойчивости и наблюдательных проявлений странных звезд, в которых электронейтрализация кварковой материи обеспечивается позитронами, что реализуется для некоторых наборов параметров мешка, приводящих к более жестким уравнениям состояния. Такие модели целиком состоят из самоудерживающейся странной кварковой материи и их максимальная масса достигает значений 2.4-2.5$M_\odot$ при радиусе 13-14км. Исследовано остывание таких странных кварковых звезд как при отсутствии, так и при наличии аккреции вещества. Показано, что при отсутствии аккреции вещества на странную звезду зависимость температура (T, K) - возраст (t, лет) очень слабо зависит от массы конфигураций и имеет вид - $T \approx 2.3 \cdot 10^8 t^{-1/5}$. Если первоначальная температура звезды достаточно высока ($T_0 \geq 2 \cdot 10^{10} K$), то полное число испущенных электрон-позитронных пар не зависит от нее и определяется только полной массой конфигурации. В случае аккреции, за счет аннигиляции электронов падающего вещества с позитронами странной кварковой материи, излучаются γ-кванты с энергией ≈ 0.5 МэВ, по наблюдению которых могут быть выделены кандидаты в странные звезды. Рассчитана максимальная температура странных звезд при аккреции вещества.

1. *Введение*. Начало исследованию странной кварковой материи, состоящей из примерно равного количества u, d, s - кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность, было положено в работе [1]. Такое вещество предполагается абсолютно стабильным состоянием холодного сверхплотного вещества и может образовывать самоудерживающиеся, связанные состояния в виде так называемых "странных звезд" (далее СЗ). Эта гипотеза рассматривалась в работе [2], где была исследована зависимость стабильности странной кварковой материи от недостаточно точно известных феноменологических параметров модели мешка [3] - постоянной мешка B, постоянной кварк - глюонного взаимодействия α_c и массы странного кварка m_s.

В нейтронных звездах суммарный положительный заряд барионов нейтрализуется отрицательным зарядом электронов и μ^--мезонов. Кварковая же материя, в зависимости от численных значений параметров модели мешка, может иметь как положительный, так и отрицательный избыточный электрический заряд. Поэтому в первом случае электронейтральность обеспечивается, как и в

нейтронных звездах, электронами, а во втором - позитронами.

В случае электронной нейтрализации у свободной поверхности СЗ из-за частичного вылета электронов образуется электростатический барьер, который препятствует переходу обычного вещества вовнутрь. В этом варианте могут существовать как голые СЗ, целиком состоящие из странной кварковой материи, так и СЗ 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 [4]. В случае электронейтрализации позитронами возможно существование лишь голых СЗ, так как при соприкосновении со странной кварковой материей обычное вещество неизбежно проглотится ею.

Основные свойства СЗ рассматривались в работах [4-6]. В работах [7,8] проводилось сопоставление параметров СЗ с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд.

В абсолютном большинстве работ по СЗ рассматривается случай электронной электронейтрализации. Существование моделей СЗ при наличии позитронов не исключается, хотя, учитывая необходимые для этого значения параметров модели мешка, менее вероятно. В работе [9] по аналогии с объектами Торна-Житков (красный гигант с нейтронной звездой в качестве ядра) была построена модель красного гиганта, внутри которого вместо нейтронной звезды находится СЗ при наличии позитронов.

Целью настоящей работы является исследование моделей СЗ при позитронной электронейтрализации странной кварковой материи. Рассмотрены наблюдательные проявления таких СЗ как при отсутствии, так и при наличии аккреции вещества. Проведено сравнение полученных результатов с наблюдательными данными.

2. *Основные параметры странных звезд.* Уравнение состояния странной кварковой материи определяется недостаточно точно известными феноменологическими параметрами модели мешка - B, α_c и m_s (за подробностями отсылаем к работе [2]). При малых значениях B и m_s и больших α_c странная кварковая материя имеет отрицательный электрический заряд, нейтрализуемый позитронами.

В данной работе рассмотрены две модели СЗ, соответствующие двум наборам параметров мешка (1. $B = 30$ МэВ/фм^3, $m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.9$; 2. $B = 34$ МэВ/фм^3, $m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.9$). Для обеих моделей кривая средней энергии на барион ε ($\varepsilon = \rho c^2/n - m_0 c^2$, где $m_0 = M(^{56}Fe)/56$) имеет отрицательный минимум при определенном значении концентрации барионов n_{min}. Для наших моделей: 1. $\varepsilon_{min} = -28.5$МэВ, $n_{min}/n_0 = 1.05$; 2. $\varepsilon_{min} = -3.8$МэВ, $n_{min}/n_0 = 1.15$, где $n_0 = 0.15$ фм^3 - ядерная плотность. Этим и обусловлена связанность

СЗ, имеющих четко выраженную поверхность с плотностью n_{min}. Приведем также значения химических потенциалов кварков и позитронов у поверхности СЗ для рассмотренных нами моделей: 1. $\mu_d = \mu_s = 301$МэВ, $\mu_e = \mu_s - \mu_u = 1.2$МэВ; 2. $\mu_d = \mu_s = 309.7$ МэВ, $\mu_e = \mu_s - \mu_u = 2.7$МэВ.

Наличие позитронов приводит к более жестким уравнениям состояния, причем пороговая плотность возникновения странной кварковой материи, которая осуществляется на поверхности СЗ, в этом случае близка к ядерной.

Для двух рассмотренных уравнений состояния стандартным методом проинтегрирована система релятивистских уравнений звездного равновесия (система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова), получены интегральные параметры СЗ. В таблицах 1 и 2 в зависимости от центральной плотности ρ_c приведены значения полной массы M, массы покоя M_0, собственной массы M_p, звездного радиуса R, гравитационного красного смещения с поверхности звезды Z_s и релятивистского момента инерции I.

Устойчивые СЗ имеют отличную от нейтронных звезд зависимость массы от радиуса. Радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой, за исключением конфигураций, близких к максимальной, где начинает

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДНЫХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

(B = 30МэВ/фм^3, m_s = 150МэВ, α_c = 0.9)

ρ_c, 10^{14} г/см^3	M, $M_\odot$	M_0, $M_\odot$	M_p, $M_\odot$	R, км	Z_s	I, 10^{45} гсм^2
2.568	0.067	0.085	0.067	4.835	0.021	0.013
2.627	0.136	0.166	0.138	6.170	0.034	0.044
2.685	0.212	0.252	0.218	7.188	0.047	0.093
2.773	0.328	0.390	0.340	8.297	0.064	0.193
2.918	0.523	0.589	0.550	9.734	0.090	0.421
3.062	0.701	0.788	0.747	10.696	0.113	0.688
3.205	0.867	1.011	0.934	11.356	0.136	0.978
3.347	1.013	1.149	1.103	11.972	0.154	1.268
3.631	1.265	1.439	1.401	12.781	0.188	1.826
4.052	1.556	1.854	1.759	13.432	0.232	2.551
4.471	1.786	2.125	2.031	13.852	0.266	3.120
5.298	2.049	2.448	2.410	14.296	0.316	3.884
6.117	2.219	2.723	2.656	14.376	0.355	4.324
6.660	2.295	2.829	2.772	14.389	0.374	4.499
7.470	2.377	2.952	2.904	14.354	0.398	4.660
8.544	2.439	2.996	3.014	14.287	0.419	4.721
11.343	2.504	3.129	3.160	13.913	0.460	4.619
12.006	2.508	3.135	3.176	13.831	0.466	4.567
12.667	2.505	3.093	3.183	13.778	0.468	4.497
15.965	2.448	3.097	3.202	13.381	0.488	4.200

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДНЫХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

(B = 34МэВ/фм^3, m_s = 150МэВ, α_c = 0.9)

ρ_c, 10^{14} г/см^3	M, $M_\odot$	M_o, $M_\odot$	M_p, $M_\odot$	R, км	Z_s	I, 10^{45} гсм^2
2.876	0.054	0.065	0.055	4.376	0.019	0.009
2.933	0.110	0.120	0.112	5.638	0.030	0.029
2.992	0.172	0.194	0.176	6.484	0.042	0.061
3.078	0.269	0.299	0.278	7.537	0.057	0.129
3.222	0.434	0.480	0.455	8.807	0.082	0.286
3.365	0.590	0.645	0.625	9.734	0.103	0.477
3.648	0.868	0.940	0.938	11.001	0.142	0.908
3.790	0.988	1.084	1.078	11.424	0.159	1.126
4.210	1.291	1.462	1.439	12.292	0.204	1.744
4.627	1.516	1.743	1.720	12.810	0.239	2.259
5.042	1.686	1.951	1.940	13.136	0.269	2.669
5.591	1.859	2.174	2.170	13.393	0.301	3.092
6.680	2.081	2.477	2.486	13.597	0.350	3.622
7.220	2.151	2.568	2.591	13.619	0.368	3.770
7.356	2.167	2.594	2.616	13.620	0.373	3.804
8.297	2.248	2.703	2.746	13.589	0.397	3.945
10.301	2.338	2.831	2.909	13.419	0.434	4.017
12.952	2.375	2.883	3.003	13.140	0.463	3.906
13.217	2.374	2.878	3.006	13.112	0.465	3.885
16.250	2.367	2.862	3.033	12.810	0.483	3.818

доминировать гравитация. Это обусловлено тем, что СЗ связаны сильным взаимодействием и могут существовать даже при отсутствии самогравитации.

Для рассмотренных нами моделей получены следующие значения максимальных масс: $M_{max}=(2.38\div2.51)M_\odot$ с соответствующими им радиусами $R_{max}=(13.1\div13.8)$км и центральными плотностями $(\rho_c)_{max}=(1.2\div1.3)\cdot10^{15}$г/см^3. Отметим, что при электронной электронейтрализации в работе [7], для реалистического диапазона параметров модели мешка, были получены следующие результаты: $M_{max}=(1.75\div1.86)M_\odot$, $R_{max}=(9.8\div10.4)$км и $(\rho_c)_{max}=(2.2\div2.5)\cdot10^{15}$г/см^3. Наличие коры, поддерживаемой за счет электростатического барьера, приводит лишь к увеличению радиуса на 170-180 метров [10].

Наличие позитронов приводит к значительному увеличению массы и радиуса СЗ, реализуемых при более малых центральных плотностях. Заметим, что масса в $2.5M_\odot$ не достигается также и для широкого набора реалистических уравнений состояния вещества нейтронных звезд, рассмотренных в [11], и получается лишь при предельно жестких уравнениях состояния, типа рассмотренных в [12,13].

Расчет конфигураций максимальных масс обусловлен важностью

сопоставления параметров теоретических моделей с наблюдаемыми параметрами звездных объектов, посредством которого решается вопрос о реализации той или иной теоретической модели. Модели СЗ не противоречат современным наблюдательным данным для пульсаров и компактных источников рентгеновского излучения, которые дают массы, в основном, лежащие в интервале $1.1 \div 1.8\, M_\odot$ [14]. Для моделей с большими массами особый интерес представляет массивный рентгеновский пульсар 4U0900-40, более известный под названием Vela X-1, с массой $M = (1.56 \div 1.98) M_\odot$ [15]. Уточнение массы 4U0900-40 может существенно ограничить допустимую область параметров мешка.

Отметим также, что наличие позитронов приводит к существенному увеличению момента инерции, и в этом аспекте также нет противоречий с наблюдательными данными.

Гравитационное красное смещение с поверхности звезды, в принципе, также является непосредственно наблюдаемым параметром. Из анализа излучения источника мартовской γ-вспышки 1979г., индентифицированного с объектом SNR N49, было получено гравитационное красное смещение $Z_s = 0.23 \div 0.05$ [11]. Рассмотренный в этой же работе широкий набор уравнений состояния вещества нейтронных звезд давал значения массы $M = (1.1 \div 1.6) M_\odot$ и радиусы $R = (10 \div 14)$ км для кофигураций с $Z_s = 0.23$, причем для жестких уравнений состояния; $M = (1.4 \div 1.6) M_\odot$ и $R = (12.5 \div 14)$ км. Полученные нами значения $M = (1.45 \div 1.55) M_\odot$ и $R = (12.7 \div 13.4)$ км сопоставимы с результатами для жестких уравнений состояния нейтронных звезд. Отметим, что при электронной электронейтрализации для голых СЗ с $Z_s = 0.23$ было получено - $M = (1.11 \div 1.17) M_\odot$ и $R = (9.7 \div 10.2)$ км [6], а для СЗ с корой - $M = (1.17 \div 1.23) M_\odot$ и $R = (10.1 \div 10.7)$ км [10]. Определение массы SNR N49 несомненно способствовало бы выбору между мягким и жестким уравнением состояния сверхплотного вещества.

Следующим важным параметром для наблюдательного различения странных и нейтронных звезд является период вращения сверхплотных звезд. В качестве абсолютного верхнего предела угловой частоты однородного вращения выступает кеплеровская частота, соответствующая предельной орбитальной скорости частицы на экваторе звезды. При превышении этой частоты центробежная сила превалирует и начинается истечение вещества с экватора звезды. Максимальная кеплеровская частота вращения достаточно точно может быть аппроксимирована выражением [16] - $\Omega_{max} = C\sqrt{(M/M_\odot)/(R/10\text{км})^3}$, где M и R - масса и радиус статических конфигураций максимальных масс, $C = 7200$ с$^{-1}$ - эмпирический коэффициент, который получается путем сравнения с результатами численного интегрирования в рамках ОТО для вращающихся моделей. Для рассмотренных нами моделей минимальный период вращения $P_{min} = 2\pi/\Omega_{max} = (0.79 \div 0.84)$ мс. Для СЗ при электронной

электронейтрализации $P_{min} = (0.6 \div 0.64)$ мс, в то время как для моделей нейтронных звезд $P_{min} > 0.7$ мс. Открытие субмиллисекундных пульсаров несомненно говорило бы в пользу СЗ, причем нейтрализуемых электронами.

В табл.3 проводится сравнение центральной плотности, кеплеровского периода вращения, момента инерции и красного смещения моделей нейтронных и странных звезд с массой $1.44M_\odot$, соответствующей наиболее точно определенной в настоящее время массе пульсара PSR 1913-16 [17]. Выбор этого значения массы также обусловлен тем, что анализ наблюдательных данных, проведенный в [18], указывает на концентрацию вероятных значений масс сверхплотных звезд в районе $1.3\text{-}1.6M_\odot$. Для нейтронных звезд использованы результаты расчета моделей с использованием шестнадцати уравнений состояния, рассмотренных в [11], а для СЗ при электронной нейтрализации - результаты для двенадцати уравнений состояния из [7,10]. Отметив большую схожесть результатов для нейтронных и странных звезд, заметим, что гравитационное красное смещение и период вращения, пожалуй, являются определяющими параметрами для их наблюдательного различения.

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ НЕЙТРОННЫХ И СТРАННЫХ ЗВЕЗД, СООТВЕТСТВУЮЩИХ МАССЕ $1.44M_\odot$

Модель	$\rho_c/\rho_{яд}$	P_{min}, мс	I, 10^{45} гсм^2	Z_r
Нейтронные звезды	2÷5	0.8÷1.1	0.9÷1.6	0.23÷0.45
Странные звезды (электронная нейтрализация)	3.5÷4.5	0.7÷0.75	1.4÷1.5	0.29÷0.31
Странные звезды (позитронная нейтрализация)	1.6÷1.8	0.96÷1.04	2.1÷2.3	0.22÷0.23

3. *Остывание странной звезды.* Используя результаты расчета внутренней структуры СЗ, рассмотренных выше, исследуем их остывание. Интенсивное тепловое излучение от поверхности СЗ, по всей вероятности, отсутствует, так как плазменная частота ω_p кварковой материи настолько высока $\left(\hbar\omega_p \geq 10\text{МэВ}\right)$ [4], что основная часть фотонов теплового излучения даже при $T = 10^{10}K$ ($kT \sim 1$МэВ) не может распространяться в такой среде. Поверхность голой СЗ для фотонов с энергией $\varepsilon \leq 1$МэВ будет идеальным зеркалом. Поэтому потери тепловой энергии голой СЗ будут идти только по двум каналам: а) нейтринное излучение от всего объема звезды; б) эмиссия электрон-позитронных пар (e^-e^+- пар) с поверхности звезды [19].

Рождение нейтрино обусловлено URCA процессами на кварках, мощность которых получена в [20]. Используя результаты этой работы, для нейтринной

светимости L_ν можно получить

$$L_\nu = 5.1\cdot 10^{32}\, T_{10}^7\, \Re^7 \int_0^R \left(\frac{\mu_q}{500}\right)^2 e^{-5\nu/2}\, e^{\lambda/2}\, r^2 dr \equiv I_\nu T^7 \text{ эрг / с}, \qquad (1)$$

где $\Re = \left(1 - 2GM/Rc^2\right)^{1/2}$, $T_{10} = T/10^{10}$ - поверхностная температура в единицах 10^{10}K, μ_q - химический потенциал кварка в МэВ-ах (с точностью до химического потенциала электронов (позитронов) химические потенциалы всех кварков можно считать одинаковыми, что оправдано относительно малой концентрацией $e^-(e^+)$), R - радиус звезды в сантиметрах. В (1) e^ν и e^λ - соответственно временная и радиальная компоненты метрики Шварцшильда. Из-за высокой теплопроводности кварковой материи СЗ можно принять "изотермичной", т.е. $T(r)\cdot e^{\nu/2} = T = \text{const}$, где T - температура с точки зрения бесконечно далекого наблюдателя.

При отличной от нуля температуре число заполнений вырожденного электронного (позитронного) газа меньше единицы, т.е. имеются незаполненные уровни. Если в заряженном слое у поверхности СЗ эти уровни достаточно глубоки, то они могут заполняться за счет дираковского моря электронов с последующим образованием позитронов (электронов) [21]. В конечном итоге звезду покидает e^-e^+-пара, в результате чего последняя теряет свою тепловую энергию со скоростью [19]

$$L_{e^-e^+}/L_\odot = 2.38\cdot 10^{12}\left(1 + 0.843\, T_{10}\right) T_{10}^3 \exp\left(-1.182/T_{10}\right) \mu_e\, R^2\, \Delta X_e J(y)\cdot \Re, \qquad (2)$$

где μ_e - энергия Ферми позитронов (электронов) во внешнем заряженном слое у поверхности СЗ в МэВ-ах, ΔX_e - величина, порядка толщины этого слоя, равная 10^{-10}см, R - радиус звезды в см, $y = 2\mu_e\sqrt{\alpha/\pi}/kT$, $\alpha = e^2/\hbar c$ - постоянная тонкой структуры,

$$J(y) = \begin{cases} 51 - 995/y + 15100/y^2, & y > 20, \\ 0.23\cdot y^{1.2}, & 1 \le y \le 20, \\ (1/3)\, y^3 \ln(2/y), & y \le 1. \end{cases}$$

Здесь нами исправлена ошибка (или опечатка) в формуле (10) работы [19] - вместо α должен быть $\sqrt{\alpha}$, в чем легко можно убедиться по формуле (8.64) из [22].

Если в СЗ нет энерговыделения, то вышеуказанные потери происходят за счет тепловой энергии звезды U_T

$$U_T = 4\pi \int_0^R \varepsilon_T\, e^{\nu/2}\, r^2 \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)^{-1/2} dr, \qquad (3)$$

где ε_T - суммарная тепловая энергия всех типов частиц единицы объема. Выражения для тепловой энергии позитронов (электронов) и кварков можно найти соответственно в [22] и [23]. Из этих формул находим, что $U_T = I_T T^4$, где I_T - независящий от температуры интеграл по объему звезды. Численные значения

Таблица 4

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

$M/M_\odot$	R, км	$I_T \cdot 10^{-30}$, эрг К$^{-2}$	$I_\nu \cdot 10^{20}$, эрг сек$^{-1}$ К$^{-7}$	$A \cdot 10^{-8}$, лет$^{1/5}$ К
0.110	5.64	0.057	0.117	2.28
0.988	11.42	0.573	1.020	2.34
2.375	13.14	1.700	3.150	2.33

I_ν и I_T для трех конфигураций приведены в табл.4 (случай $B = 34$МэВ/фм^3).

Расчеты показывают, что во всем интервале температур доминируют нейтринные потери. Отношение $L_{e^-e^+}/L_\nu$ для всех конфигураций достигает максимального значения при $T_{10} \approx 0.2$. По мере увеличения массы конфигурации оно изменяется от 0.03 до 0.008.

Принимая температуру звезды при рождении очень высокой, из баланса энергии $dU_T/dt = L_\nu$ (с точки зрения далекого наблюдателя) для зависимости поверхностной температуры от возраста голой СЗ получим

$$T = \left(\frac{2 I_T}{5 I_\nu}\right)^{1/5} t^{-1/5} \equiv A t^{-1/5}. \qquad (4)$$

Из табл.4 видно, что отношение $(I_T/I_\nu)^{1/5}$ слабо зависит от массы. Следовательно можно принять, что температура голой СЗ зависит только от возраста звезды и для всех масс можно приблизительно считать, что

$$T \approx 2.3 \cdot 10^8 t^{-1/5} \text{К} \cdot \text{лет}^{1/5}. \qquad (5)$$

В случае $t \approx 1000$ лет получим $T = 5.8 \cdot 10^7$ К. При такой температуре для СЗ

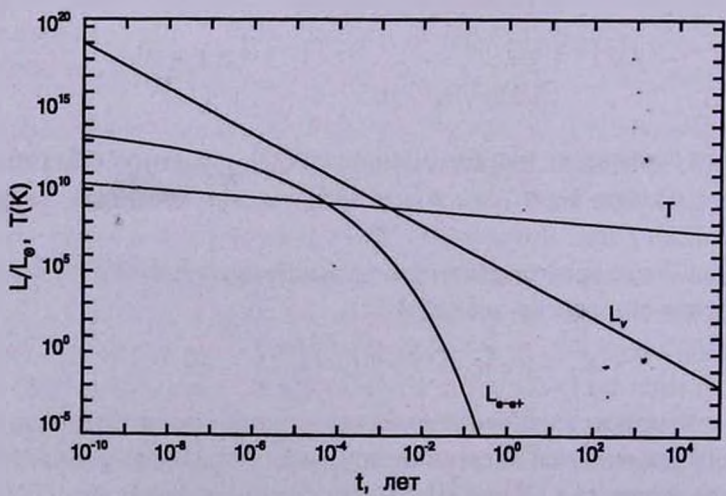

Рис.1. Временные зависимости поверхностной температуры T, нейтринной светимости L_ν и мощности потерь энергии через эмиссию e^-e^+-пар странной звезды с массой $0.988 M_\odot$.

с массой $1M_\odot$ нейтринная светимость порядка $6L_\odot$. На рис.1 приводятся временные зависимости поверхностной температуры, нейтринной светимости и мощность потерь энергии через эмиссию e^-e^+-пар.

Как нейтринное излучение, так и эмиссия e^-e^+-пар значительны лишь непосредственно при рождении СЗ. Если, как и в [19], начальную температуру звезды принять равной 10^{11}K, то, как показывают расчеты, за первую секунду суммарная излученная энергия будет порядка $5.7\cdot10^{51}$ эрг. Хотя в нашем случае при $T > 10^{10}$K позитроны нельзя считать сильно вырожденными ($\mu_e/kT \approx 2$), выполнение неравенства $L_{e^-e^+} << L_\nu$ обеспечивает правомерность закона остывания (4). Как видно из рис.1, по истечению первой секунды после образования звезды позитроны уже можно считать сильно вырожденными.

На рис.2 для трех конфигураций приводятся временные зависимости нейтринной светимости, скорости эмиссии e^-e^+-пар $n_{e^-e^+}$, а также полное

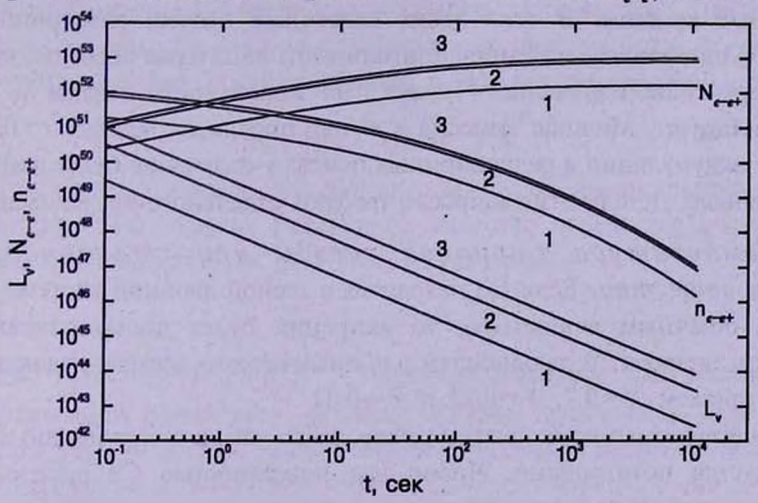

Рис.2. Временные зависимости нейтринной светимости L_ν, скорости эмиссии $n_{e^-e^+}$ и полного числа испущенных e^-e^+-пар $N_{e^-e^+}$ для трех конфигураций странных звезд (1. $M = 0.11M_\odot$, 2. $M = 0.988M_\odot$ и 3. $M = 2.375M_\odot$).

количество e^-e^+-пар $N_{e^-e^+}$, испущенных с момента образования звезды. Расчеты показывают, что если для начальной температуры звезды принять $T_0 \geq 10^{10}$K, то полное количество испущенных e^-e^+-пар уже при $t \geq 1$с очень слабо зависит от этого выбранного значения T_0. Действительно, при $T > 10^{10}$K скорость эмиссии e^-e^+-пар $n_{e^-e^+} \sim \ln(T)$ [19], и поэтому

$$N_{e^-e^+}(t) = \int_0^t n_{e^-e^+}(T)\,dt = \int_{T_0}^{T(t)} n_{e^-e^+}(T)\frac{dt}{dT}dT \sim$$

$$\sim \int_{T_0}^{T(t)} \frac{\ln T}{T^6}dT = \frac{1}{5}\frac{1}{T^5}\left(\ln T + \frac{1}{5}\right) - \frac{1}{5}\frac{1}{T_0^5}\left(\ln T_0 + \frac{1}{5}\right).$$

Отсюда видно, что даже при $T(t) = T_0/2$, второе слагаемое более чем на порядок меньше, чем первое, т.е. когда $T(t) << T_0$, то $N_{e^-e^+}$ не зависит от начальной температуры. Нетрудно показать, что это обусловлено тем, что $L_{e^-e^+} << L_\nu$, и законом охлаждения (4).

Как видно из рис.2, эмиссия основной части e^-e^+-пар происходит в течение первых нескольких сот секунд жизни звезды и в зависимости от массы составляет 10^{52}÷10^{53} пар. Таким образом, эмиссия e^-e^+-пар носит вспышечный характер.

Если испущенные e^-e^+-пары будут аннигилировать около поверхности звезды, то по γ-излучению с энергией ~0.5МэВ могут быть выделены кандидаты в СЗ [19]. Этому, как нам кажется, может способствовать наличие сильного магнитного поля у поверхности СЗ. Пары могут быть захвачены полем, в результате чего вокруг звезды возникнут радиационные пояса, аналогичные земным. В этих зонах встречные потоки электронов и позитронов или непосредственно аннигилируют, или, теряя энергию, через магнитотормозное излучение "упадут" на поверхность звезды и там проаннигилируют. Мощная эмиссия e^-e^+-пар продлится недолго (~100с), но за счет аккумуляции в радиационных поясах γ-излучение будет длиться гораздо дольше. Детали этих вопросов требуют отдельного исследования.

4. ***Температура странной звезды при стационарной аккреции вещества.*** Если СЗ находится в тесной двойной системе или окружена обычным веществом, то аккреция будет дополнительным источником энергии. В дальнейшем для химического состава падающего вещества примем $X = 0.7$, $Y = 0.27$ и $Z = 0.03$.

В рассматриваемых нами конфигурациях избыточный электрический заряд нейтрализуется позитронами. Прямо над поверхностью СЗ произойдет аннигиляция электронов падающего вещества с позитронами кварковой материи. Образовавшиеся γ-кванты с энергией ~0.5МэВ, даже те, которые первоначально имели импульсы, направленные к центру звезды, отражаясь, покинут ее. Мощность этого излучения для бесконечно далекого наблюдателя будет

$$L_{\text{pair}} = (1+\Re)\dot{M}c^2 \frac{m_e}{m_p}\frac{1}{\nu_e}, \qquad (5)$$

где $\dot{M}$ - скорость аккреции для далекого наблюдателя, $1/\nu_e = (1+X)/2$ - число электронов на барион падающего вещества, m_e и m_p - массы электрона и протона соответственно.

Атомные ядра свободно проникнут через поверхностный заряженный слой в кварковую материю, т.к. электрическое поле направлено вовнутрь звезды, и сразу перейдут в кварковую фазу. Хотя определение полной картины процесса энерговыделения и излучения энергии при аккреции сложно, однако можно привести некоторые предельные оценки.

Если энергия падающего вещества слабо передается излучению от звезды, то с точки зрения далекого наблюдателя мощность энерговыделения в поверхностном слое СЗ W равна

$$W = (\beta_1 + \beta_2)\dot{M}c^2, \tag{6}$$

где $\beta_1 = \Re(f_{sqm} - Yf_{He} - Zf)/m_p c^2$, $\beta_2 = 1 - \Re$. Здесь f_{He}, f и f_{sqm} - энергии связи нуклонов в ядре гелия, тяжелых ядрах и в странной кварковой материи соответственно. Эта энергия может покинуть звезду по различным каналам (нейтринному, эмиссией e^-e^+-пар, тормозным излучением как γ-квантов, так и элементарных частиц и т.д.).

Температура звезды при данном $\dot{M}$ будет максимальной при полном расходе этой энергии на нагревание. Хотя энерговыделение происходит в тонком поверхностном слое, однако, из-за высокой теплопроводности кварковой материи СЗ снова можно считать изотермичной. Поэтому, как и прежде, вся высвобождаемая из-за аккреции энергия покинет звезду через нейтринный канал. Приравнивая (6) и (1), для температуры получим

$$T_1 = \left[(\beta_1 + \beta_2)\dot{M}c^2/I_\nu\right]^{1/7}. \tag{7}$$

Температура звезды при данном $\dot{M}$ будет минимальной, если вся гравитационная энергия падающего вещества передастся излучению до достижения поверхности. Для этого случая имеем

$$T_2 = \left[\beta_1 \dot{M}c^2/I_\nu\right]^{1/7}, \tag{8}$$

откуда $T_2/T_1 = \left[\beta_1/(\beta_1 + \beta_2)\right]^{1/7}$, значения которого для рассмотренных конфигураций приводятся в табл.5. Слабая зависимость максимальной температуры звезды при данной скорости аккреции вещества от сделанных предположений и массы обусловлена сильной зависимостью нейтринной светимости от температуры.

Если СЗ находится в тесной двойной системе или окружена достаточно плотным облаком, то максимальная скорость аккреции вещества $\dot{M}_{max}$ определится из равенства гравитационного притяжения и светового давления на падающее вещество. Световое давление создается только L_{pair}, которая, в свою очередь, обусловлена исключительно аккрецией вещества. Поэтому аккреция не может быть остановлена излучением - установится критический режим аккреции. Учитывая, что для γ-квантов с энергией $\sim m_e c^2$ сечение рассеяния на электроне равно половине томсоновского - σ_0, получим

$$\dot{M}_{max}(M_\odot/\text{лет}) = \frac{4\pi GM}{c}\frac{\Re}{1+\Re}\frac{m_e}{m_p}\nu_e^2\frac{2m_p}{\sigma_0} = 8.14\cdot 10^{-6}\frac{\Re}{1+\Re}\nu_e^2\left(\frac{M}{M_\odot}\right). \tag{9}$$

Численные значения $\dot{M}_{max}$ приводятся в табл.5. Там же приводятся значения максимальной температуры T_{max} и светимостей L_{pair} и L_ν при этой температуре. При таком режиме аккреции вещества возраст СЗ не может

Таблица 5

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД ПРИ КРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ АККРЕЦИИ

$M/M_\odot$	$\left(\frac{\beta_1}{\beta_1+\beta_2}\right)^{1/2}$	$\dot{M}_{max}$, $10^{-6}\cdot M_\odot$ / лет	T_{max}, 10^8 K	$\lg\left(\frac{L_{\gamma\nu}}{L_\odot}\right)$	$\lg\left(\frac{L_\nu}{L_\odot}\right)$
0.110	0.83	0.478	3.40	3.82	7.15
0.988	0.68	4.042	4.42	4.72	8.05
2.375	0.58	8.514	4.70	5.00	8.33

быть больше 10^5 лет.

5. *Заключение.* Таким образом, наличие позитронов в странной кварковой материи, обеспечивающих электронейтральность для некоторых наборов параметров модели мешка, приводит к более жестким уравнениям состояния. Максимальная масса СЗ в этом случае достигает $2.5M_\odot$ при центральных плотностях всего в пять раз превышающих ядерную. Произведен сравнительный анализ с известными наблюдательными данными, который пока не позволяет сделать выбор между мягким и жестким уравнениями состояния сверхплотного вещества.

Произведенные в работе расчеты остывания СЗ показывают, что при отсутствии аккреции оно, в основном, происходит за счет нейтринных потерь энергии. Зависимость температура - возраст очень слабо зависит от массы конфигураций и имеет вид $T\approx 2.3\cdot 10^8 t^{-1/5}$. Полное количество испущенных e^-e^+-пар с момента образования звезды до $t\geq 1$с практически не зависит от начальной температуры звезды и определяется лишь массой конфигурации. Поэтому, если γ-вспышки связаны с образованием голой СЗ, то по интегральному потоку γ-квантов с энергией ~0.5МэВ можно получить информацию о массе таких объектов. Для заданной скорости аккреции показано, что максимально и минимально возможные температуры звезды отличаются менее, чем в два раза. При критическом режиме аккреции температура звезды может достигнуть $5\cdot 10^8$K и слабо зависит от массы. Полученные результаты для остывания странных звезд при отсутствии аккреции качественно сохраняются и для случая электронной нейтрализации странной кварковой материи.

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

Ереванский государственный университет,
Армения

STRANGE STARS AND THEIR COOLING AT POSITRON ELECTRONEUTRALIZATION OF QUARK MATTER

G.S.HAJYAN, YU.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN

The questions of balance, stability and observable displays of strange stars are examined. In these stars the electroneutralization of quark matter is provided by positrons, which is realized for some sets of bag parameters resulting in more stiff equation of state. Such models entirely consist of self-bound strange quark matter and their maximal mass reaches the values of 2.4-2.5$M_\odot$ at radius of 13-14 km. The cooling of such strange quark stars is investigated both in absence and in presence of accretion of matter. It is shown that in absence of accretion of matter on a strange star, the dependence temperature (T, K) - age (t, years) very insignificantly depends on the mass of configurations and has the following form $T \approx 2.3 \cdot 10^8 t^{1/5}$. If the initial temperature of the star is very high ($T_0 \geq 2 \cdot 10^{10}$), the complete number of emitted electron - positron pairs does not depend on it, and is determined by the mass of the configuration. In case of accretion due to annihilation of electrons of falling matter with positrons of strange quark matter, the γ-quantums with energy ~0.5MeV are emitted. Observing them the candidates for strange stars can be selected. The maximal possible temperature of strange stars is computed at accretion of 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. Mod. Phys., **A6**, 4769, 1991.
7. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **37**, 499, 1994.
8. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Письма в Астрон. ж., **21**, 136, 1995.
9. *Г.С.Аджян*, *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **41**, 533, 1998.
10. *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **42**, 439, 1999.
11. *F.Weber*, *N.K.Glendenning*, Prepr. LBL-33066, 1992.
12. *V.R.Pandharipande*, *D.Pines*, *R.A.Smith*, Astrophys. J., **208**, 550, 1976.

13. *B.D.Serot*, Phys. Lett., **B86**, 146, 1979.
14. *M.H. van Kerwijk*, *J. van Paradijs*, *E.J.Zuiderwijk*, Astron. Astrophys., **303**, 497, 1995.
15. *F.Nagase*, Publ. Astron. Soc. Jap., **41**, 1, 1989.
16. *P.Haensel*, *J.L.Zdunik*, Nature, **340**, 617, 1989.
17. *J.H.Taylor*, *J.M.Weisberg*, Astrophys. J., **345**, 434, 1989.
18. *S.E.Thorsett*, *Z.Arzoumanian*, *M.M.McKinnon*, *J.H.Taylor*, Astrophys. J., **405**, L29, 1993.
19. *V.V.Usov*, Phys. Rev. Lett., **80**, 230, 1998.
20. *A.Burrows*, Phys. Rev. Lett., **44**, 1640, 1980.
21. *Я.Б.Зельдович*, *В.С.Попов*, Успехи физ. наук, **105**, 403, 1971.
22. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.
23. *C.Price*, Phys. Rev., **D22**, 1810, 1980.