

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ II. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 13 июня 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

Исследованы равновесные состояния горячих странных звезд. Уравнение состояния горячего странного кваркового вещества определено по модели мешка MIT. Показано, что зависимости масса-центральная плотность и радиус-масса изотермических странных звезд в области $0 \leq T_c \leq 100$ МэВ слабо зависят от центральной температуры T_c . Это объясняется слабой зависимостью давления кварковой материи от температуры при постоянной плотности энергии. В противоположность этому, масса странной звезды с фиксированным барионным зарядом с уменьшением температуры уменьшается значительно. Показано также, что странные звезды с барионным зарядом $N < 1.83 \cdot 10^{57}$ при остывании только сжимаются. Для $1.83 \cdot 10^{57} < N < 2.02 \cdot 10^{57}$ в зависимости от начальной температуры звезда в начале остывания может сперва расширяться, а потом сжиматься, или только расширяться. Для горячих странных звезд вес тепловой энергии и ненулевая плотность ($\sim 5.7 \cdot 10^{14}$ г/см³) при нулевом давлении играют принципиальное значение.

Ключевые слова: *горячие кварковые звезды; горячие странные звезды*

1. *Введение.* В рамках модели мешка MIT кварковой материи [1] в [2] определено уравнение состояния (EOS) горячего странного кваркового вещества (HSQH) с учетом рождения электрон-позитронных пар. Расчеты проведены в приближении:

1. нулевого значения константы кварк-глюонного взаимодействия ($\alpha_c = 0$),
2. параметр мешка B не зависит от концентрации кварков,
3. для тепловых поправок к плотности энергии и давлению кварков использованы асимптотические разложения соответствующих точных выражений идеального ферми-газа [3,4].

Энергия и давление электрон-позитронного газа вычислены на основе соответствующих точных выражений для ультррелятивистского ферми-газа. В представленной работе с помощью этого уравнения состояния определены температурные зависимости интегральных параметров горячих изотермических странных звезд (HSS). Странными звездами (SS) называются небесные тела, имеющие звездные массы и целиком состоящие из странной кварковой материи [5]. Такие объекты могут существовать, если при нулевом давлении энергия связи кваркового вещества (энергия на один барионный заряд с вычетом массы нейтрона) отрицательна. Если же при этом данная энергия меньше, чем энергия связи бариона в ядре железа,

то это будет основным состоянием вещества. При положительном значении этой энергии кварковая материя может находиться в центральных областях нейтронных звезд. Неопределенности значений параметров феноменологической теории мешка MIT таковы, что дать однозначный ответ на вопрос, какой именно вариант реализуется в природе, невозможно. Обнаружение странных звезд или странных белых карликов внесет ясность в этот вопрос.

2. *Основные уравнения.* Равновесные состояния изотермических горячих странных звезд (HSS) определяются уравнением Толмена-Опенгеймера-Волкова (уравнение TOV), уравнением для накопленной в сфере с координатным радиусом r массы $m(r)$, уравнением поля для временной метрической компоненты $g_{00} = \exp(\nu)$ метрики Шварцшильда и условием изотермичности. Теплопроводность вырожденного вещества настолько высока, что HSS можно считать изотермическими. Для численного интегрирования этих уравнений с найденным в [2] EOS удобно в качестве независимой переменной брать давление P . Вышеупомянутые уравнения и условие изотермичности примут следующий вид:

$$\frac{dr}{dP} = -\frac{r^2}{Gm} \frac{c^2}{\varepsilon} \left(1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right) / \left(1 + \frac{P}{\varepsilon}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{mc^2}\right), \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dP} = 4\pi r^2 \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{dr}{dP}, \quad (2)$$

$$\frac{d\nu}{dP} = -\frac{2}{\varepsilon + P}, \quad (3)$$

$$T e^{\nu/2} = \text{const}, \quad (4)$$

3. *Распределение температуры в HSS.* Из (4) следует, что температура T_c в центре звезды и температура $T(r)$ связаны соотношением

$$T(r) = T_c \exp((\nu_c - \nu(r))/2). \quad (5)$$

Центральное значение $\nu_c = \nu(0)$ можно определить только из условия сшивки внутреннего и внешнего решений уравнений поля на поверхности звезды. Однако для определения распределения температуры по (5) достаточно решить (3) с любым граничным условием в центре звезды, так как разность $\nu(r) - \nu_c$ тоже является решением (3) и не зависит от ν_c .

Как показано в [2], вид уравнения состояния HSQM в принятом приближении меньше чем на ~4% отличается от вида

$$P = (\varepsilon - 4B)/3. \quad (6)$$

EOS (6) соответствует HSQM с дополнительным приближением $m_s = 0$ [6].

Для такого уравнения состояния (3) имеет простое решение. С помощью этого решения и условия изотермичности (4) температура и давление в любой точке звезды связаны соотношением

$$T(P) = T_c \left(\frac{P+B}{P_c+B} \right)^{1/4}, \quad (7)$$

где P_c - давление в центре звезды. Ниже все величины в центре звезды обозначены индексом c . В наших расчетах при интегрировании (1) и (2) для распределения температуры по звезде использована связь (7). Это оправдано тем, что относительное отклонение уравнения состояния HQSM $P = P(\epsilon, T)$ от (6), обусловленное только температурой, меньше одного процента [2].

4.1. *Результаты численных расчетов.* Как уже было сказано в первой части нашей работы [2], авторами работы [7] в приближении идеального ферми-газа, в рамках модели мешка MIT, определено уравнение состояния HQSM и построены серии изотермических странных звезд. Эти расчеты проведены как для независимой, так и для зависящей от концентрации кварков параметра мешка B . В [6] эта задача решена с дополнительным приближением: масса s кварка игнорирована. Результаты этих работ существенно отличаются.

Уравнения (1) и (2) с EOS из [2] и условиями в центре звезды

$$P = P_c, \quad m = 0, \quad T = T_c, \quad r = 0,$$

нами интегрированы численно. Масса M и радиус R странной звезды находятся из требования $P=0$ на поверхности:

$$M = m(P=0), \quad R = r(P=0).$$

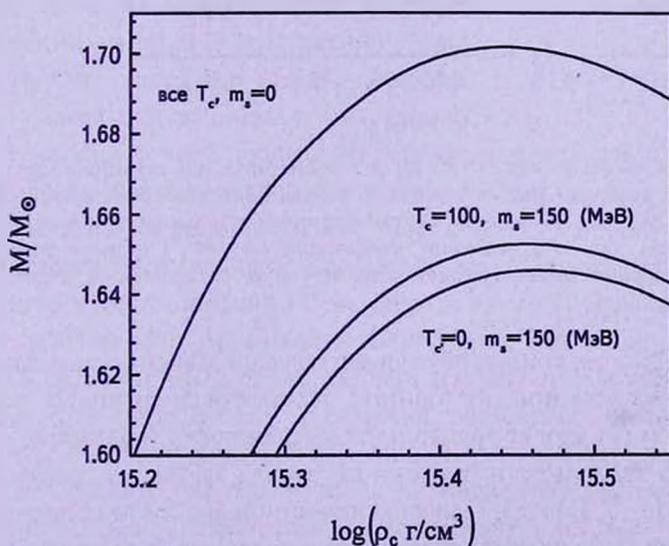


Рис.1. Зависимость масса-центральная плотность изотермических странных звезд для различных значений центральной температуры T_c и массы странного кварка m_s . В приближении $m_s = 0$ и холодные и горячие странные звезды лежат на одной и той же кривой [6].

Расчеты проведены для численных значений параметров теории мешка MIT

$$\alpha_c = 0, \quad m_s = 150 \text{ МэВ}, \quad B = 80 \text{ МэВ}/\Phi^3.$$

На рис.1 показана зависимость массы звезды от центральной плотности $\rho_c = \epsilon_c/c^2$ для холодных ($T_c = 0$) и изотермических $kT_c = 100$ МэВ странных звезд, т.е. кривые $M(\rho_c, T_c)$. Аналогичные серии для $kT_c < 100$ МэВ лежат между этими кривыми и не показаны из-за их близости. По этой же причине на рис.1 показана только узкая область максимальной массы. Как и следовало ожидать, если $T_{c2} > T_{c1}$, то $M(\rho_c, T_{c2}) > M(\rho_c, T_{c1})$. Отметим, что это соотношение в [7] противоположное, т.е. чем выше температура серии, тем ниже кривая $M(\rho_c, T)$. Такой результат нам кажется странным. На рис.2 показаны зависимости радиусов R холодных и горячих $kT_c = 100$ МэВ SS от массы звезды M . Серии $kT_c < 100$ МэВ лежат между этими

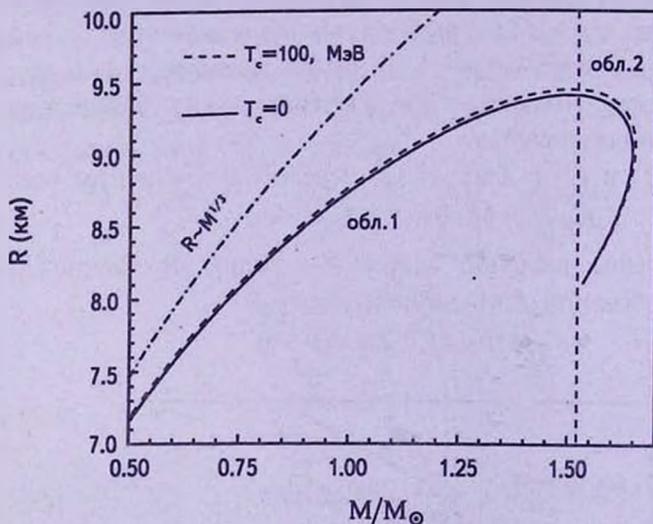


Рис.2. Зависимость радиус-масса ($R - M$) для изотермических странных звезд с EOS из [2]. Сплошная кривая и близкая к ней пунктирная кривая соответствуют холодным и горячим с $kT_c = 100$ МэВ SS сериям, соответственно. Приводится также зависимость радиуса SS от массы при "выключенной" гравитации ($R \sim M^{1/2}$) (кривая точка-тире). Вертикальная пунктирная линия отделяет области 1 и 2, объяснение в тексте.

кривыми. Близость этих кривых обусловлена слабой зависимостью давления HSQM от температуры при постоянной плотности энергии [2], так как в уравнения (1) и (2) входят только плотность энергии и давление. Этого нельзя сказать о зависимости барионного заряда звезды от центральной плотности $N = N(\rho_c, T_c)$, рис.3. При фиксированном значении концентрации кварков давление и плотность энергии сравнительно сильно зависят от температуры [2], поэтому центральная плотность HSS с данным барионным зарядом тоже сильно зависит от температуры.

При остывании HSS барионный заряд звезды не меняется, а масса

уменьшается из-за энергетических потерь. Временная зависимость параметров HSS определяется этими потерями. В первом приближении можно считать, что в ходе остывания HSS в каждый момент времени является изотермической. В начальной высокотемпературной стадии изотермичность может нарушаться из-за разных скоростей нейтринных потерь в разных слоях HSS. Когда эти потери уменьшаются, то это приближение становится хорошим.

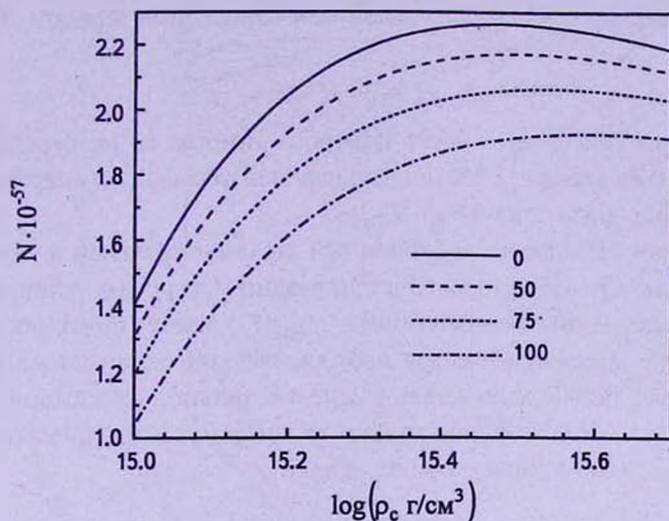


Рис.3. Зависимость барионного заряда N изотермических HSS от центральной плотности для $kT_c = \{0; 50; 75; 100\}$ МэВ.

4.2. Устойчивость HSS и выбор начального состояния.

Физический интерес представляют только устойчивые конфигурации. Известно, что холодные невращающиеся SS до первого максимума на кривой масса-центральная плотность $M = M(\rho_c, T_c = 0)$ устойчивы. На максимуме этой кривой происходит потеря устойчивости [4]. Этот критерий устойчивости для рассмотренных здесь серий недействителен.

Для избежания недоразумений внесем ясность в нашу терминологию. SS является изотермической, если температура в звезде распределена по (4). Серию изотермических HSS с одинаковыми центральными температурами назовем изотермической серией. Серию HSS с одинаковыми энтропиями S на барионный заряд назовем изоэнтропической серией.

Если при определении уравнения состояния численное значение температуры ограничено физическими приближениями (см[2]), то для HSS возникают физические ограничения на численные значения температуры звезды, связанные с требованием устойчивости системы.

Согласно статическому критерию стабильности [4], до первого максимума кривой $M = M(\rho_c, S = \text{const})$ конфигурации механически устойчивы. Построение таких серий HSS несложно, понадобится лишь несравненно

больше вычислительного времени, чем для построения изотермических серий HSS. В качестве границы устойчивости HSS в первом приближении примем максимумы изотермических серий.

Странная звезда не "бездонная бочка" для тепловой энергии. Температура звезды не может быть сколь угодно высокой. В противном случае она разрушится. Обозначим через $T_{N, \max}$ значение центральной температуры, при котором энергия связи HSS с заданным барионным зарядом N равна нулю

$$M(N, T_{N, \max}) - m_0 N = 0, \quad (8)$$

где M - масса звезды, а m_0 - масса нейтрона (иногда за m_0 берется $1/56$ часть массы атома железа). Максимальная центральная температура не может быть выше этого значения $T_{N, \max}$.

Таким образом, на плоскости барионный заряд-центральная температура область устойчивости HSS определяется, с одной стороны, условием (8), а с другой, максимальными значениями $N_{\max}(T_c)$ изотермических серий. Отметим, что на максимуме массы изотермической серии $M = M(\rho_c, T_c)$ барионный заряд почти максимален. Следовательно, на каждой серии $M = M(\rho_c, T_c)$ в целом устойчивы только те конфигурации до максимума этой кривой, которые удовлетворяют условию

$$T_c \leq T_{N, \max}. \quad (9)$$

Чем выше температура T_c данной серии, тем короче устойчивая часть этой серии. Для наших выбранных значений параметров B , m , и α_c при значении $T_c = 90$ МэВ эта область сужается почти в точку. В рамках уравнения состояния из [2] изотермические HSS с $T_c > 90$ МэВ не существуют. На рис.1, рис.2 и рис.3 данные для $kT_c = 100$ МэВ приводятся только для демонстрации близости изотермических серий HSS. В действительности, допустимая область изменения центральных значений плотности и температуры, в силу вышесказанного, гораздо уже, чем область между кривыми $M(\rho_c, T_c = 0)$ и $M(\rho_c, T_c = 100 \text{ МэВ})$ на рис.1.

Не рассматривая временные зависимости интегральных параметров HSS, определим последовательность равновесных состояний, через которые проходит звезда при остывании. В роли независимой переменной, определяющей эти состояния, выберем центральную температуру T_c . При изменении времени t от значения $t=0$ до бесконечности, T_c монотонно убывает от начального значения до нуля. В качестве значения начальной центральной температуры T_{c0} горячей странной звезды с заданным барионным зарядом N выберем максимальное значение, которое диктуется вышеупомянутыми условиями.

4.3. *Траектории HSS на поверхности $R = R(N, T_c)$ при остывании.* На рис.4 в пространстве барионный заряд, центральная температура,

радиус (N, T_c, R) показана поверхность $R = R(N, T_c)$ в целом устойчивых HSS. На этой поверхности показаны зависимости $R = R(N, T_c = \text{const})$, параллельные

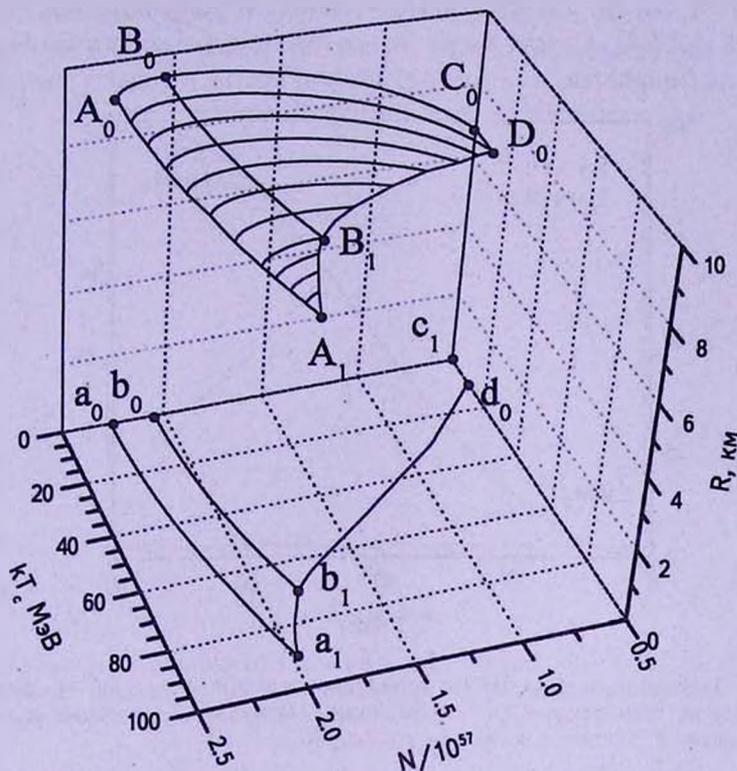


Рис.4. Зависимость радиуса изотермических HSS от барионного заряда N и центральной температуры T_c . Показана только область устойчивых звезд. Объяснения в тексте.

кривые, а также кривая B_0B_1 , на которой расположены максимальные радиусы этих серий. Граница A_0A_1 , соответствует максимумам масс HSS, а $A_1B_1D_0$ определяется условием из (8). Проекции этих кривых на плоскости (T_c, N) являются b_0b_1 , a_0a_1 и $a_1b_1d_0$. Сечение поверхности $R = R(N, T_c)$ с плоскостью $N = \text{const}$ является траекторией HSS на этой поверхности при ее остывании. Из рис.2 видно, что значения максимальных радиусов $R_{\text{max}}(T_c)$ всех изотермических серий очень близки. Чтобы выяснить характер изменения радиуса R при остывании HSS, примем все R_{max} одинаковыми. Обозначим барионные заряды SS в точках B_1 и B_0 , соответственно, N_{B_1} и N_{B_0} . Если барионный заряд $N \leq N_{B_1}$, то траектория этой звезды на поверхности $R = R(N, T_c)$ не пересекает кривую максимумов B_0B_1 . При остывании такие звезды только сжимаются. Если $N > N_{B_0}$, то траектории таких HSS тоже не пересекают кривую B_0B_1 , однако они только расширяются. По другому ведут себя HSS, для которых $N_{B_1} < N < N_{B_0}$. Траектории этих звезд пересекают

кривую максимумов B_0B_1 . До пересечения HSS расширяются, а после пересечения - сжимаются. На рис.5-7 приводятся зависимости радиусов HSS от центральной температуры для значений барионного заряда $N = \{0.65; 1.9; 2.1\} \cdot 10^{57}$. В начальный момент эти конфигурации находятся на кривой $A_0A_1B_1D_0$. Первая звезда при остывании только сжимается, вторая - вначале расширяется, а потом сжимается, третья - только расширяется.

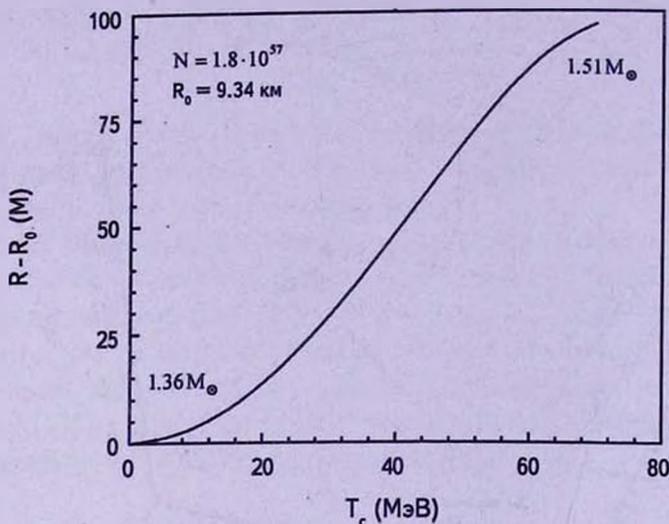


Рис.5. Изменение радиуса HSS с барионным зарядом $N = 1.8 \cdot 10^{57}$ в зависимости от центральной температуры при ее остывании. Приведены начальные и конечные значения массы и радиуса в холодном состоянии.

Аналогичные результаты нами получены и в приближении $m_1 = 0$ [6]. Там же дано объяснение такого поведения радиуса HSS при остывании. Физическая суть этого явления такова. Зависимость радиус-масса странных звезд сильно отличается от зависимостей радиус-масса белых карликов (WD) и нейтронных звезд (NS). Если к устойчивому WD или NS добавить вещество (неважно какое), то они сжимаются. Такое поведение радиуса имеется только у массивных SS. Самосвязанная холодная странная кварковая материя (SQM) при нулевом давлении ($P=0$) имеет плотность $\rho_0 \approx 4B/c^2 = 5.7 \cdot 10^{14}$ г/см³ (см. (22) [2]). Для малых масс, $R \sim M^{1/3}$, так как силы гравитации слабы для существенного сжатия SQM. На рис.2 эта зависимость показана пунктирной кривой. С увеличением массы SS гравитационные силы растут и радиус SS растет все медленнее и медленнее, чем $R \sim M^{1/3}$. Для масс $M \geq 1.52 M_\odot$ гравитация уже настолько сильна, что восстанавливается нормальный ход $R(M)$. Именно этим отличием SS от WD и NS объясняется такое странное поведение радиуса странной звезды при ее остывании. Для HSS с малыми массами $R \sim (N/n_0)^{1/3}$, где n_0 - концентрация барионного заряда при $P=0$. Так как при остывании SS n_0 растет [2], следовательно

радиус такой звезды только уменьшается, рис.5. Этому случаю соответствуют траектории $N \leq N_{B1} = 1.83 \cdot 10^{57}$ на поверхности $R = R(N, T_c)$ рис.4. Такие HSS находятся в первой области на рис.2.

Если барионный заряд $N > N_{B1}$ и температура такова, что звезда находится во второй области кривой $R - M$ (рис.2), то при остывании она начинает

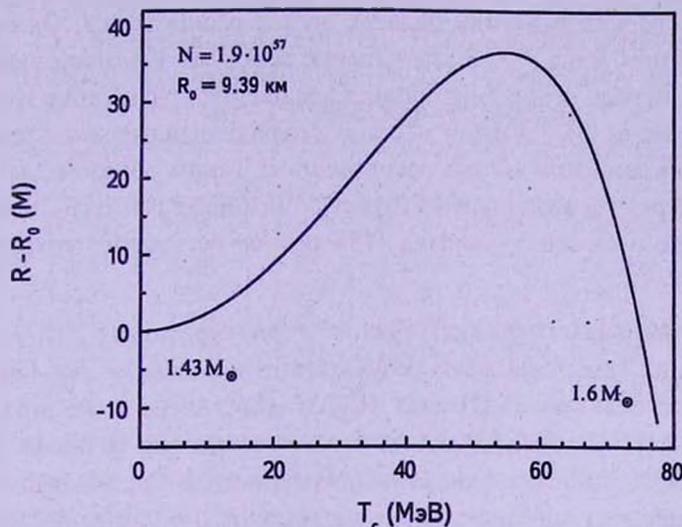


Рис.6. Изменение радиуса HSS с барионным зарядом $N = 1.9 \cdot 10^{57}$ в зависимости от центральной температуры при ее остывании. Приведены начальные и конечные значения массы и радиуса в холодном состоянии.

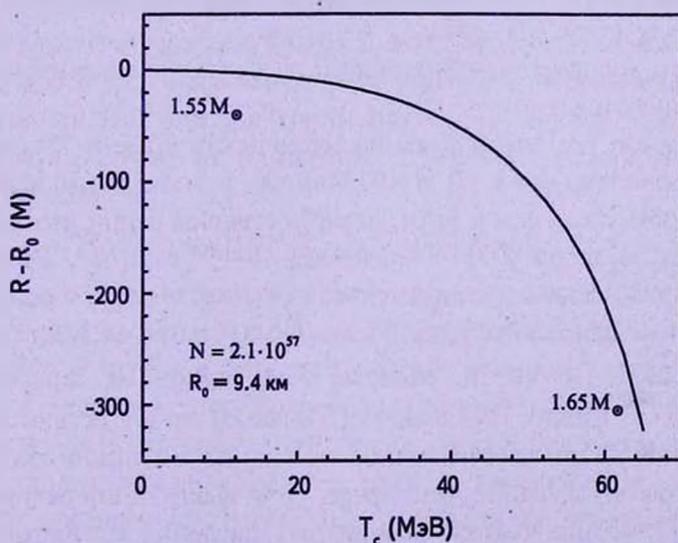


Рис.7. Изменение радиуса HSS с барионным зарядом $N = 2.1 \cdot 10^{57}$ в зависимости от центральной температуры при ее остывании. Приведены начальные и конечные значения массы и радиуса в холодном состоянии.

расширяться. Если эта звезда после остывания останется в области 2 на рис.2, т.е. ее траектория не пересекает кривую B_0B_1 , то она только расширяется, рис.7. В противном случае после пересечения ее траектории с кривой B_0B_1 , когда звезда переходит из области 1 в область 2 (см. рис.2), начинает сжиматься, рис.6. На первый взгляд странно, что при уменьшении давления в звезде (с уменьшением температуры при постоянной концентрации кварков давление падает), звезда расширяется. Однако в отличие от обычных звезд у HSS уменьшение массы из-за потери энергии при остывании играет решающую роль. Ослабление гравитации HSS из области 2 рис.2, из-за уменьшения массы настолько значительно, что даже при уменьшении давления звезды расширяются. Таким образом для HSS вес тепловой энергии в этой области играет доминирующую роль. Выводы в [6] о характере изменения радиуса HSS при ее остывании сохраняют силу.

5. *Сравнение наших результатов с результатами [7].* Как уже было сказано, между нашими результатами и результатами [7] есть принципиальные отличия. В [7] EOS HSQM определена тоже в рамках модели мешка MIT. Значения массы странного кварка у нас и в [7] одинаковы, $m_s = 150$ МэВ. Сравнивая наши результаты с результатами [7] для $B = \text{const}$, замечаем следующие основные отличия. В противоположность нашим результатам:

1. зависимости массы и радиуса изотермических HSS от центральной плотности в [7] существенным образом зависят от температуры,
2. кривые масса-центральная плотность изотермических HSS лежат тем ниже, чем выше температура серии,
3. параметры холодных конфигураций, рассчитанные нами и в [7], значительно отличаются.

Объяснить все это тем, что условие изотермичности у нас и $T = \text{const}$ в [7] отличаются, или тем, что в [7] $B = 90$ МэВ/ Φ^3 , а у нас $B = 80$ МэВ/ Φ^3 невозможно. Чтобы убедиться в этом, нами построены серии изотермических странных звезд по EOS с значением $B = 90$ МэВ/ Φ^3 . Расчеты проведены как для условия изотермичности (4), так и для $T = \text{const}$ по всей звезде. Данные для конфигураций с максимальными массами серий $kT_c = \{0; 30; 70; 80\}$ МэВ (массы M , радиусы R и барионные заряды N) приведены в табл.1. Видно, что вышеуказанные различия остаются.

В [7] приводится только зависимость давления от концентрации кварков. Как и должно быть, давление тем выше, чем выше температура. К сожалению, в [7] не приводится зависимость давления от плотности энергии для различных значений температуры HSQM. Выявить источник вышеуказанных различий между нашими результатами и результатами [7]

Таблица 1

МАССЫ, БАРИОННЫЕ ЗАРЯДЫ И РАДИУСЫ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С МАКСИМАЛЬНЫМИ МАССАМИ ДЛЯ ТРЕХ ВАРИАНТОВ: А И В НАШИ РЕЗУЛЬТАТЫ С УСЛОВИЕМ ИЗОТЕРМИЧНОСТИ (4) И $T = \text{const}$, СООТВЕТСТВЕННО, С -РЕЗУЛЬТАТЫ [7] (данные по барионным зарядам в [7] отсутствуют). УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ HSQM ОПРЕДЕЛЕНО ДЛЯ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ МЕШКА MIT $\alpha_c = 0$, $m_s = 150 \text{ МэВ}$ и $B = 90 \text{ МэВ}/\Phi^3$

kT_e МэВ	А			В			С	
	M/M_\odot	$N \cdot 10^{-57}$	R км	M/M_\odot	$N \cdot 10^{-57}$	R км	M/M_\odot	R км
0	1.5549	2.086	8.522	1.5549	2.086	8.522	1.354	7.698
30	1.5555	2.056	8.524	1.5559	2.017	8.527	1.228	7.073
70	1.5577	1.926	8.536	1.5599	1.727	8.549	1.101	6.416
80	1.5585	1.878	8.541	1.5614	1.6261	8.558	1.039	6.142

было бы легко при наличии таких данных. Физическое обоснование наших результатов нами сделано, тогда как подобное обоснование своих результатов авторами [7] не дано. Если несовпадение данных для холодных конфигураций, хотя и с трудом, можно объяснить приближениями расчета, то сделать это для горячих звезд принципиально невозможно.

6. *Запасы энергии горячих странных звезд.* Независимо от того, за счет каких процессов горячая странная звезда теряет энергию, ее масса будет уменьшаться. Как было показано в разделе 4.1, максимальная масса HSS с заданным барионным зарядом N ограничена или условием связанности (8), или значением максимума кривой масса-центральная плотность. Изменение массы при полном остывании HSS и есть весь запас ее энергии.

$$\epsilon = [M(N, T_{N, \max}) - M(N, T = 0)]c^2. \quad (10)$$

Эта энергия обусловлена изменениями термодинамической и гравитационной энергий звезды. Тепловые запасы HSS с $N = \{0.65; 1.9; 2.1\} \cdot 10^{57}$ составляют $2.65 \cdot 10^{53}$, $3 \cdot 10^{53}$ и $1.8 \cdot 10^{53}$ эрг., соответственно. Огромная часть этой энергии унесет нейтрино. Временная зависимость процесса остывания будет определяться нейтринными потерями, испусканием электрон-позитронных пар и тормозным излучением электрона на электроне у поверхности SS [8]. Тепловое излучение с поверхности HSS будет наблюдаться только до понижения поверхностной температуры $kT \approx \hbar \omega_{pe} \approx 20 \text{ МэВ}$ [9].

7. *Критические замечания.* О модельности характера EOS HSQM

уже сказано. Следы этой модельности будут отслеживаться и в результатах нашей работы. Вопросы самосвязанности HSQM и фазового перехода в обычное ядерное вещество не затронуты. Условие связности системы в форме (8), (9) относится ко всей звезде и является более жестким, чем условие связности отдельных поверхностных кусков HSQM. Эти вопросы тема отдельных исследований. Однако с уверенностью можно сказать, что закономерности, найденные в настоящей работе для самосвязанной HSQM и HSS, останутся в силе и для уточненных уравнений состояния.

8. *Заключение.* Зависимости масса-центральная плотность вещества (энергии) и радиус-масса горячих изотермических странных звезд слабо зависят от температуры. Странные звезды при остывании могут как сжиматься, так и расширяться. Это зависит от барионного заряда и начальной температуры звезды. В зависимости от численных значений этих параметров, при остывании звезды процесс расширения может перейти в сжатие. Вышеуказанные свойства странных звезд обусловлены самосвязанностью кварковой материи и весом тепловой энергии.

Теоретически допустимые максимальные значения массы M_{\max} холодных и горячих странных звезд почти не отличаются (рис.1, табл.1). Следовательно, если голые холодные странные звезды это остывшие HSS, которые образовались при взрыве сверхновой, то их действительная максимальная масса меньше M_{\max} . Согласно рис.7, разница может достигать до 6%.

Авторы выражают благодарность участникам семинара кафедры теории волновых процессов и семинара теоретической физики ЕГУ за обсуждение результатов.

Ереванский государственный университет,
Армения. e-mail: gevorg.hajyan@gmail.com

HOT STRANGE STARS II. NUMERICAL RESULTS AND DISCUSION

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The equilibrium states of hot strange stars has been studied. The equation of state of hot strange quark matter is determined based on the bag model MIT. It is shown that the dependencies mass-central density and radius-mass of hot strange stars is weakly depended on the central temperature T in the region $0 < T < 100$ Mev. In contrast to this, the mass of the strange star with a fixed

baryonic charge decreases significantly with the decrease in temperature. The strange stars with a baryonic charge $N < 1.83 \cdot 10^{57}$ during cooling only shrink. If $N > 2.02 \cdot 10^{57}$ they only expand. In case $1.83 \cdot 10^{57} < N < 2.02 \cdot 10^{57}$ depending on the initial temperature the strange stars at the beginning of cooling may first expand and then shrink, or shrink only. For hot strange stars the weight of the thermal energy and non-zero density of quark matter at zero pressure are of fundamental significance.

Key words: *hot quark stars: hot strange stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf*, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
2. *G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan*, Astrophysics, 57, 601, 2014.
3. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Статистическая физика, М., "Наука", 1964.
4. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, М., Наука, 1989.
5. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
6. *A.G.Alaverdyan, G.S.Hajyan*, Journal of Physics: Conference Series, 496, 1, 2014.
7. *G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani*, Astrophysics, 54, 277, 2011. (arXiv: 1103.2436v1).
8. *V.Usov*, Astrophys. J., 550, L179, arXiv:astro-ph/0103361 v1, 2001.
9. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., 310, 261, 1986.

