

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. I. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГОРЯЧЕГО СТРАННОГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 23 мая 2014

Принята к печати 19 сентября 2014

На основе модели мешка MIT определено уравнение состояния горячего кваркового вещества. Показано, что в области $0 \leq T \leq 100$ МэВ давление при постоянной плотности энергии слабо зависит от температуры T . В противоположность этому, давление при постоянной концентрации кварков значительно возрастает с повышением температуры.

Ключевые слова: *звезды; горячая кварковая материя; уравнение состояния*

1. *Введение.* Согласно современным представлениям сверхплотное ядерное вещество при сжатии должно перейти в состояние однородного кваркового вещества. Если до такого перехода кварки по три были заключены в отдельных "тюрьмах"-нуклонах, то после этого "тюрьма" становится общей для всех. Согласно [1,2], кварковое вещество состоит из u , d , s кварков и электронов и, возможно, может быть более связанным, чем нуклоны в ядре железа. По феноменологической теории кваркового мешка разработанной в MIT [3], объем занимаемый кварками "заполнен" энергией с независимой от их концентрации положительной плотностью B . Эта энергия создает отрицательное давление, что и удерживает кварки как бы заключенными в мешке. Если энергия связи на один барионный заряд (энергия на барионный заряд с вычетом массы нейтрона) отрицательна, то при отсутствии внешних сил такое вещество имеет нулевое давление и плотность больше ядерной [1,2]. Небесные тела, состоящие исключительно из такого вещества, называются странными звездами - SS [4].

Для различных значений параметров теории мешка MIT (α_s - константа кварк-глюонного взаимодействия, m_s - масса странного кварка, B - параметр мешка) интегральные параметры и внутренняя структура определены во многих работах, в частности в [5-8]. SS имеют четко выраженные поверхности, максимальную массу $1.5 + 2.5 M_\odot$ и радиусы до 10 км. В таком поверхностном слое SS локальная электронейтральность нарушена из-за частичного вылета электронов наружу. В этом заряженном слое, толщиной

$100 \div 1000 \Phi$, напряженность электростатического поля достигает до 10^{17} В/см [5]. С учетом перестройки кварковой компоненты этого слоя посредством β -процессов, вызванной уходом электронов, это поле увеличивается до 10^{18} В/см [9]. Благодаря этому полю SS может быть окружена обычным вырожденным веществом (атомные ядра и вырожденный электронный газ). Поле препятствует проникновению атомных ядер в кварковое вещество, изолируя эти два состояния материи. Масса звезды с такой структурой при массе кварковой сердцевинки $M_{ss} \leq 0.02$ может достигать $\sim 1M_{\odot}$, а радиус ~ 20000 км. Внешне эти звезды похожи на белых карликов и называются странными карликами SD [10-12]. В этих исследованиях звезды считаются холодными.

Одним из возможных путей образования SS является взрыв сверхновой, когда центральная часть массивной звезды, которая исчерпала ядерные запасы энергии, гравитационной силой сжимается до сверхъядерных плотностей. Если основная часть изменения гравитационной энергии этой части первоначальной звезды превращается в тепло, то новорожденная SS может иметь температуру $T \sim 10^{12}$ К. Такая высокотемпературная стадия жизни SS очень коротка из-за нейтринных потерь энергии. Поэтому, для определения возраста SS с температурой намного ниже 10^{12} К рассмотрение таких высоких температур неразумно. Однако, для определения максимально возможной массы холодных SS, образовавшихся по такому сценарию, это очень важно [13].

Физические свойства горячей странной кварковой материи (HSQM) и горячих странных звезд (HSS) исследованы в [13,14]. В [14] построены серии изотермических странных звезд с температурами до $\sim 10^{12}$ К. Уравнение состояния HSQM определено на основе модели мешка MIT. Для простоты наличие электронов игнорировано, и константа кварк-глюонного взаимодействия α_s принята равной нулю. Расчеты проведены как для зависящего, так и для независящего от плотности кварков параметра мешка B .

Из этих расчетов следует, что максимальная масса каждой изотермической серии тем меньше, чем выше температура (рис.8 и рис.7 [14]). Такая температурная зависимость максимальной массы кажется странной. Также странно ведут себя радиусы некоторых конфигураций при понижении температуры. Объяснение этих странных результатов в [14] отсутствует. Для выяснения остывания SS гораздо важнее знание температурных зависимостей параметров звезды с заданным барионным числом, что в [14] также отсутствует.

В [14] уравнение состояния (EOS) HSQM определяется сложным численным методом. Такими же методами определены уравнения состояния HSQM и при наличии внешнего магнитного поля. Мы считаем, что для решения рассмотренных в [14] задач достаточно было использовать давно

известные результаты для тепловых поправок к энергии и давлению вырожденного ферми-газа [15,16].

С использованием этих поправок в [13] определено уравнение состояния HSQM для варианта $\alpha_c = 0$, $m_i = 0$, определены зависимости интегральных параметров HSS-радиус, масса и барионный заряд от центральной плотности энергии. Определены также зависимости массы и радиуса HSS с заданным барионным числом от центральной температуры. Зависимость температуры от радиального переменного r определена из условия

$$T(r)\exp(v/2) = \text{const}, \quad (1)$$

где $g_{00} = \exp(v)$ - временная компонента метрического тензора в метрике Шварцшильда. В [14] принято $T = \text{const}$ по всей звезде.

В [13] показано, что в приближении $m_i = 0$ давление SKM зависит только от полной плотности энергии ϵ (плотность энергии вырожденного кварк-электронного газа плюс тепловые поправки). Поэтому в этом приближении зависимости массы M и радиуса R звезды от центральной плотности $\rho_c = \epsilon_c/c^2$ (c - скорость света) не зависят от температуры: и холодные и все горячие конфигурации находятся на одних и тех же кривых $M(\rho_c)$, $R(\rho_c)$ и $R(M)$. В [13] для HSS с заданными барионными числами N_b определены зависимости массы и радиуса от температуры, т.е. ход изменения этих параметров во времени при остывании звезды. Показано, что вес тепловой энергии играет решающую роль для этих зависимостей. Результаты [13] и [14] значительно отличаются. Единственным объяснением этого может быть только учет массы m_i в [14]. Однако, как показано в [13], учет m_i и игнорирование электронов несовместимы.

В предложенной работе определяется уравнение состояния HSQM в приближении $\alpha_c = 0$, $B = 80 \text{ МэВ/}\phi^1$, $m_i = 150 \text{ МэВ}$, с учетом рождения электрон-позитронных пар.

2. Равновесное состояние HSQM. Холодный SQM состоит из u , d , s кварков [4] приблизительно одинаковых концентраций и малого количества электронов - один на $10^6 + 10^7$ барионный заряд [4,17]. В SS энергии ферми-кварков и электронов имеют значения $350 + 600 \text{ МэВ}$ и $10 + 20 \text{ МэВ}$, соответственно. Электроны нейтрализуют суммарный положительный заряд кварков, наличие которого обусловлено ненулевой массой странного кварка (массы u и d кварков $\sim 10 \text{ МэВ}$ игнорируются). Следует учесть также, что при высоких температурах в веществе могут рождаться электрон-позитронные пары.

Химически равновесное состояние HSQM определяется из условий:

а) равновесие по β -процессам между кварками и лептонами,

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2)$$

$$d+e^+ \rightarrow u+\bar{\nu}_e, \quad s+e^+ \rightarrow u+\bar{\nu}_e, \quad (3)$$

б) аннигиляционное равновесие электрон-позитронных пар с излучением

$$e^-+e^+ \rightarrow 2\gamma, \quad (4)$$

с) сохранение барионного заряда n

$$n = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s), \quad (5)$$

д) локальная электронейтральность

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}(n_d + n_s) - n_{e^+} + n_{e^-} = 0, \quad (6)$$

где n_i ($i = u, d, s, e^+, e^-$) концентрации i -того типа частиц.

Плазменная частота ω_{pl} кваркового вещества такова, что $\hbar\omega_{pl} \sim 20$ МэВ [5] ($\hbar$ - постоянная Планка). Фотоны с энергией $\hbar\omega < \hbar\omega_{pl}$ в кварк-электронной плазме отсутствуют. Однако фотоны, которые обеспечивают равновесие по (4) для рассмотренных здесь температур всегда существуют.

Обозначим через μ_i химический потенциал i -того типа частицы. Так как химический потенциал фотонов равен нулю, а нейтрино свободно уходят, то из (2) и (4) имеем

$$\mu_{e^-} = -\mu_{e^+}. \quad (7)$$

$$\mu_d = \mu_u + \mu_{e^-}, \quad (8)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_{e^-}. \quad (9)$$

Условия равновесия по реакциям (3) автоматически следуют из (7)-(9).

Концентрации n_i , химические потенциалы μ_i фермионов (кварков и лептонов) и температура связаны соотношением

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{1 + \exp[(\epsilon_i - \mu_i)/T]}, \quad (10)$$

где g_i - статистический вес частицы (2 для электронов и позитронов, 6 для кварков), а энергия частицы ϵ_i связана с импульсом p и массой m_i соотношением $\epsilon_i = \sqrt{m_i^2 + p^2}$.

Здесь и в последующих формулах принята система единиц, по которой постоянная Планка $\hbar$, скорость света c и постоянная Больцмана k равны единице: $\hbar = 1$, $c = 1$, $k = 1$. Если $\exp(\mu_i/T) \gg 1$, то для значения интеграла в (10) можно использовать приближенную формулу [15,16]

$$\int_0^\infty \frac{f(x)dx}{1 + \exp[x-u]} \approx \int_0^u f(x)dx + \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{df}{dx} \right)_{x=u}. \quad (11)$$

В стабильных SS у кварков $\mu_i \approx 350 \div 600$ МэВ. Так что приближение (11) для них хорошее даже при $T = 10^{12}$ К (~ 100 МэВ). Для электронов и

политронов это приближение справедливо только для невысоких температур. Из (10) и (11) для химических потенциалов кварков в первом приближении получим

$$\mu_i = \mu_{oi} \left(1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\mu_{oi}} \right)^2 \right), \quad (12)$$

где μ_{oi} химический потенциал данного сорта кварков с той же концентрацией n_i при $T=0$

$$n_i = \frac{g_i \mu_{oi}^3}{6\pi^2} \left[1 - \left(\frac{m_i}{\mu_{oi}} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (13)$$

В приближении $m_i=0$, холодная SQM симметрична, концентрации всех кварков одинаковы, а электроны отсутствуют.

$$\mu_u = \mu_d = \mu_s = \mu_0 = \pi^2 n^{1/3}.$$

Введем новые безразмерные переменные.

$$X = \mu_{ou}/\mu_0, \quad Y = \mu_{od}/\mu_0, \quad Z = \mu_e/\mu_0, \quad \Theta = T/\mu_0, \quad \beta = m_s/\mu_0. \quad (14)$$

Уравнения (5), (6), (8) примут следующий вид.

$$Y - X - \frac{\pi^2}{3} \Theta^2 \left(\frac{1}{Y} - \frac{1}{X} \right) = Z, \quad (15)$$

$$X^3 + Y^3 + Y^3 \left[1 - \left(\frac{\beta}{Y} \right)^2 \right]^{3/2} = 3, \quad (16)$$

$$X^3 - 1 = \Theta^3 (\Phi(Z/\Theta) - \Phi(-Z/\Theta)), \quad (17)$$

где $\Phi(y) = \int_0^y \frac{x^2}{1 + \exp(x-y)} dx$.

3. *Уравнение состояния HSQM.* Для заданного n и Θ (плотности барионного заряда и температуры T), решая (15)-(17), найдем химические потенциалы и равновесный состав частиц.

Согласно модели мешка давление и энергия HSQM равны

$$P = \sum P_i - B, \quad \epsilon = \sum \epsilon_i + B, \quad (18)$$

где P_i и ϵ_i парциальное давление и плотность энергии i -той частицы. Для этих величин будем использовать выражения для идеального ферми-газа [15,16]

$$P_i = \frac{1}{4\pi^2} \mu_{oi}^4 \left(1 - 3 \left(\frac{m_i}{\mu_{oi}} \right)^2 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\mu_{oi}} \right)^2 \right), \quad (19)$$

$$\epsilon_i = \frac{3}{4\pi^2} \mu_{oi}^4 \left(1 - \left(\frac{m_i}{\mu_{oi}} \right)^2 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\mu_{oi}} \right)^2 \right), \quad (20)$$

$$i = u, d, s,$$

а для ультрарелятивистских электронов и позитронов ($i = e^-, e^+$) [15,16]

$$\varepsilon_i = 3P_i = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3 dp}{1 + \exp[(p - \mu_i)/T]} \equiv \frac{T^4}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{1 + \exp(x \mp Z/\Theta)} \equiv \frac{T^4}{\pi^2} F\left(\pm \frac{Z}{\Theta}\right), \quad (21)$$

где верхний знак соответствует электронам, а нижний - позитронам.

Согласно (18)-(21), получим

$$\varepsilon = 3P + \frac{3\mu_0^4}{2\pi^2} \beta^2 Y^2 + 4B, \quad P = \frac{1}{3} \varepsilon - \frac{\mu_0^4}{2\pi^2} \beta^2 Y^2 - \frac{4}{3} B. \quad (22)$$

В приближении $m_i = 0$ ($\beta = 0$) давление и плотность энергии связаны однозначно. По этой причине в этом случае кривая масса-центральная плотность ($M(\rho_c)$, $\rho_c = \varepsilon/c^2$) не зависит от температуры [13]. Отклонение от такой зависимости в (22) выражено через зависимость химического потенциала $\mu_i = Y\mu_0$ от температуры.

4. *Результаты численных расчетов.* Уравнения (15)-(17) решены численно. Для вычисления интегралов в (17) и (21) комбинированно использовано асимптотическое представление (11), или метод, аналогичный

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ NSQM ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ БАРИОННОГО ЗАРЯДА n И ТЕМПЕРАТУРЫ T :

$n_i/n - 1$ - отклонения относительных концентраций от симметричного ($n_u = n_d = n_s = n$) состава, μ_e - химический потенциал электронов, n_{e-}/n - число электронов на один барионный заряд, n_{e+}/n_{e-} - число позитронов на один электрон, n_{e-}^*/n - число электронов на один барионный заряд, когда рождение электрон-позитронных пар игнорировано, Δ - относительное отклонение связи $\varepsilon = \varepsilon(P, T)$ от вида $\varepsilon = 3P + 4B$.

n см ⁻³	μ_0 МэВ	KT МэВ	$\frac{n_u}{n} - 1$	$\frac{n_d}{n} - 1$	$\frac{n_s}{n} - 1$	μ_e МэВ	$\frac{n_{e-}}{n}$	$\frac{n_{e+}}{n_{e-}}$	$\frac{n_{e-}^*}{n}$	Δ
$5 \cdot 10^{38}$	336	0	3.55 (-5)	0.149	-0.149	15.9	3.55 (-5)	0	3.55(-5)	0.037
		50	3.59 (-3)	0.147	-0.151	16.4	7.97 (-3)	0.55	7.86(-3)	0.033
		100	0.015	0.141	-0.156	17.2	0.055	0.73	0.052	0.024
$8 \cdot 10^{38}$	393	0	1.44 (-5)	0.109	-0.109	13.8	1.44 (-5)	0	1.44(-5)	0.029
		50	1.92 (-3)	0.108	-0.110	14.1	4.78 (-3)	0.60	4.73(-3)	0.026
		100	8.00 (-3)	0.104	-0.112	14.8	0.034	0.76	0.032	0.021
$1.5 \cdot 10^{39}$	484	0	4.25 (-6)	0.072	-0.072	11.3	4.25(-6)	0	4.25(-6)	0.020
		50	8.35 (-4)	0.071	-0.072	11.5	2.43(-3)	0.66	2.42(-3)	0.019
		100	3.45 (-3)	0.070	-0.073	11.9	0.018	0.80	0.017	0.016

Числа в скобках указывают порядок, который следует увеличить или уменьшить данное значение.

методу Гауса [16]

В табл.1 для различных значений плотности барионного заряда n и температуры T приведены значения $n_i/n-1$ (отклонения концентраций кварков от симметричного состава), а также относительное отклонение от закона $e=3P+4B$ - величина $\Delta=3\mu_0^2 Y^2/2\pi^2 e$ (см. (22)). Равенство

$\sum_{i=u,d,s} (n_i/n-1) = 0$, которое следует из (5) в табл.1 имеет место с точностью округления этих величин. Из этой таблицы видно, что при повышении температуры избыток положительных u кварков возрастает, а концентрации отрицательных d и s кварков имеют тенденцию уменьшаться. Таким образом, при высоких температурах суммарный электрический заряд кварков больше, чем в холодном состоянии. Соответственно в HSQM больше и электронов. Количество электронов в HSQM частично увеличивается и за счет рождения электрон-позитронных пар. В этой таблице приведены значения количества электронов на один барионный заряд как с учетом, а также без учета рождения e^-e^+ пар. На рис.1 для трех значений концентрации барионного числа приведены зависимости отношения концентрации электронов n_e при температуре T к концентрации электронов n_{e0} при $T=0$. Верхние три кривые относятся ко всем электронам, а нижние к тем электронам, которые нейтрализуют положительный электрический заряд кварков. Отношение концентраций позитронов n_{e^+} и электронов n_{e^-} - в зависимости от температуры показано на рис.2. Как видно из этого рисунка, число пар при $T=100$ МэВ составляет ~80% от общего числа электронов. Из рис.1 видно, что при $T=100$ МэВ в HSQM

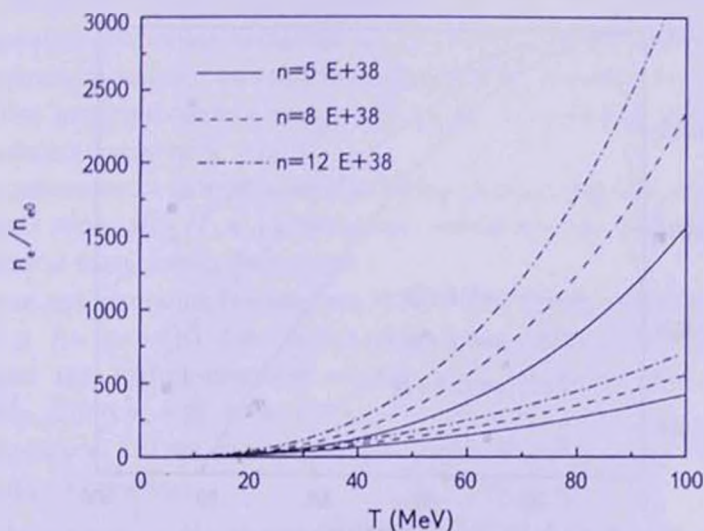


Рис.1. Отношение концентраций электронов n_e в горячей и n_{e0} в холодной SQM для значений плотности барионного заряда $n = \{5, 8, 12\} \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ (верхние кривые) и $(n_e - n_{e^+})/n_{e^-}$ (нижние кривые) в зависимости от температуры T .

количество электронов на три порядка больше, чем в холодном SQM. Несмотря на такой рост числа электронов, их общее количество остается на ~ 3 порядка меньше, чем количество кварков. Относительное отклонение

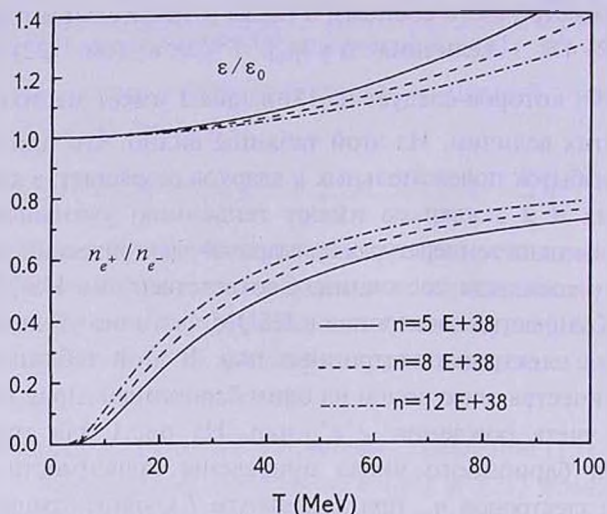


Рис.2. Отношение концентраций электронов и позитронов n_{e^+}/n_{e^-} и отношение плотностей энергии ϵ/ϵ_0 горячей и холодной SQM в зависимости от температуры T для значений концентрации барионного заряда $n = \{5; 8; 12\} \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$.

Δ от закона $\epsilon = 3P + 4B$ меньше 0.04 (см. табл.1). Это отклонение обусловлено наличием массы у s кварка и слабо зависит от температуры. На рис.3 показана зависимость относительного вклада $\Delta(n, T) - \Delta(n, 0)$ от

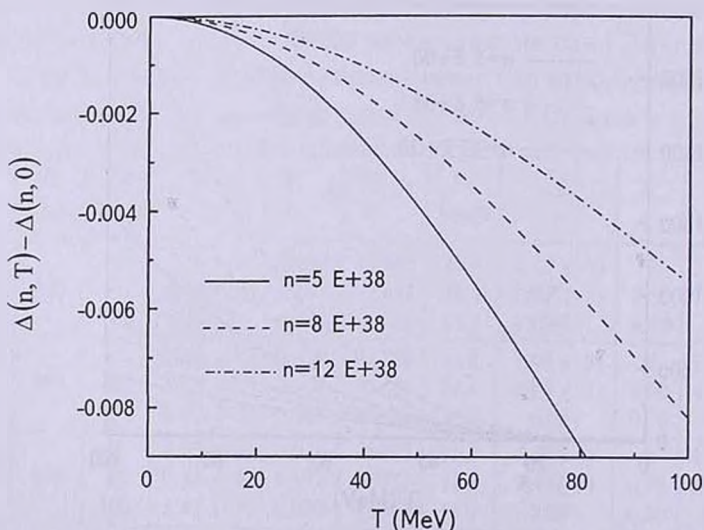


Рис.3. Относительное отклонение зависимости $\epsilon = \epsilon(P, T)$ от функционального вида $\epsilon = 3P + 4B$, обусловленное только температурой $\Delta(n, T) - \Delta(n, 0)$ в зависимости от температуры T для значений концентрации барионного заряда $n = \{5; 8; 12\} \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$.

температуры. Из (22) и рис.3 следует, что при постоянном значении плотности энергии с повышением температуры давление растет.

В холодном SQM в приближении $m_i = 0$ электроны отсутствуют. Однако при $T \neq 0$ рождаются электрон-позитронные пары, число которых в этом приближении зависит только от температуры среды. Действительно, в этом случае из (15)-(17) следует, что независимо от концентрации кварков и температуры $X = Y = 1$, $Z = 0$. Следовательно $\mu_e = \mu_{e^+} = 0$: концентрации электронов и позитронов равны. Если $kT \gg m_e c^2$, то электроны и позитроны ультрарелятивистские и в этом приближении имеем [16,18]

$$\varepsilon_e + \varepsilon_{e^+} = \frac{7}{4} a T^4, \quad P_e + P_{e^+} = \frac{7}{12} a T^4, \quad (23)$$

где $a = \pi^3 k^4 / 15 c^3 \hbar^3$ - постоянная плотности излучения.

Таким образом, в приближении $m_i = 0$ и $kT \gg m_e c^2$ отношение энергии пар (23) к энергии кварков (20) порядка $(kT/\mu_0)^4$, тогда как тепловые поправки к энергии кварков порядка $(kT/\mu_0)^2$. Поэтому в приближении $m_i = 0$ наличием электрон-позитронных пар можно пренебречь.

Как было сказано выше, плазменная частота кварковой среды ~ 20 МэВ. Фотоны с меньшей энергией в этой среде не могут распространяться. Низкоэнергетическая часть спектра равновесного излучения на этой частоте обрезается. Даже без учета этого обстоятельства плотностью энергии излучения можно пренебречь, так как эта энергия более высокого порядка, чем остальные тепловые поправки.

5. Выводы. Хотя в рассмотренном здесь случае тепловые поправки к уравнению состояния вещества могут доходить до 30 ÷ 40%, однако они незначительно меняют функциональный вид уравнения состояния HSQM. Даже без интегрирования уравнений гидростатического равновесия для HSS можно заключить, что

1. кривые масса-центральная плотность энергии горячих изотермических странных звезд $M(\rho_c, T, m_i)$ с заданным значением массы странного кварка m_i должны быть очень близкими,

2. так как чем выше температура HSQM, тем ближе уравнение состояния $P(\varepsilon, T)$ к $P = (\varepsilon - 4B)/3$ (что имеет место в приближении $m_i = 0$). Следовательно все изотермические серии HSS находятся между кривыми $M = M(\rho_c, T = 0, m_i \neq 0)$ и $M = M(\rho_c, T = 0, m_i = 0)$.

Напомним, что все изотермические серии $M = M(\rho_c, T = 0, m_i = 0)$ совпадают друг с другом.

6. Критические замечания. Уравнение состояния HSQM определялось для простого варианта модели мешка MIT: константа кварк-глюонного взаимодействия α_s принималась равной нулю, постоянная мешка B считалась

независящей от плотности, а также не учтена возможность возникновения сверхтекучего состояния.

Учет зависимости параметра B от концентрации кварков несложен. Это не приведет к принципиальным различиям. Главное иметь хорошую аппроксимацию для $B = B(n)$.

В случае $\alpha_c \neq 0$ функциональные зависимости тепловых поправок к энергии и давлению (19,20) не изменяются, если в HSQM переход к сверхтекучему состоянию не произойдет. В противном случае необходимо использовать соответствующие выражения для этих поправок. Это отдельная задача.

7. Заключение. Когда температура T странного кваркового вещества меняется в интервале $0 \leq kT \leq 100$ МэВ, относительное отклонение связи $\varepsilon = \varepsilon(P, T)$ от вида $\varepsilon = 3P + 4B$ меньше одного процента

$$\frac{\varepsilon(P, T) - (3P + 4B)}{\varepsilon(P, T)} < 0.01,$$

$$0 \leq kT \leq 100 \text{ МэВ},$$

хотя изменение давления HSQM при постоянной концентрации кварков в этом интервале температур достигает $30 \div 40$ процентов.

Результаты интегрирования уравнений равновесия для горячих странных звезд с уравнением состояния (22) будут представлены в нашей второй работе.

Авторы выражают благодарность участникам семинаров кафедры теории волновых процессов и кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждения полученных результатов.

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

HOT STRANGE STARS. I. EQUATION OF STATE OF HOT STRANGE QUARK MATTER

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The equation of state of hot strange quark matter has been studied. It is determined based on the bag model MIT. It is shown that the pressure at the constant energy density is weakly dependent on the temperature T in the region $0 \leq T \leq 100$ MeV. In contrast to this, the pressure at the constant concentration

of quarks increases significantly with the increase in temperature.

Key words: stars: hot quark matter: equation of state

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.R.Bodmer*, Phys. Rev., D4, 160, 1971.
2. *E.Witten*, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
3. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf*, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
4. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
5. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
6. *P.Hansel, J.L.Zdunik, R.Shaeffer*, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
7. *F.Weber, N.K.Glendenning*, Astrophys. J., 273, 579, 1991.
8. *Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян*, Астрофизика, 37, 499, 1994.
9. *G.S.Hajyan*, Astrophysics, 44, 3, p.387, 2001. (arXiv, Astro-ph/0307278, 2003).
10. *N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber*, Phys. Rev. Lett., 74, 3519, 1995.
11. *N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber*, Astrophys. J., 450, 253, 1995.
12. *Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян*, Астрофизика, 47, 223, 2004.
13. *A.G.Alaverdyan, G.S.Hajyan*, Journal of Physics: Conference Ser., 496, 1, 2014.
14. *G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani*, Astrophysics, 54, 277, 2011. (arXiv: 1103, 2436v1).
15. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Статистическая физика, М., Наука, 1964.
16. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, М., Наука, 1989.
17. *Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян*, Астрофизика, 55, 413, 2012.
18. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, Релятивистская астрофизика, М., Наука, 1967.

