

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.1-139

СВОЙСТВА ГОРЯЧЕЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ С УДЕРЖАНИЕМ НЕЙТРИНО В РАМКАХ МОДЕЛИ NJL

Г.С.АДЖЯН, Г.Б.АЛАВЕРДЯН

Поступила 20 декабря 2021

Принята к печати 16 февраля 2022

В рамках локальной SU(3) модели Намбу - Иона-Лазинио (NJL), в которой учтено также взаимодействие 'т Хоофта, приводящее к смешиванию кварковых ароматов, исследуются термодинамические характеристики горячей β -равновесной трехароматной кварковой материи при удержании нейтрино. Для разных значений температуры $T \in [20 \div 100]$ МэВ и плотности барионного заряда $n_B \in [0 \div 1.8]$ фм⁻³ определены конститuentные массы кварков, кварковые конденсаты, относительные вклады отдельных типов частиц в давление, химические потенциалы составных частиц. С целью определения роли присутствия нейтрино в горячей кварковой материи, сравниваются давления и энергии в состояниях как в случае присутствия, так и в случае отсутствия нейтрино в ней.

Ключевые слова: *горячая кварковая материя: удержание нейтрино: модель NJL: уравнение состояния*

1. *Введение.* Данная работа является продолжением нашей предыдущей работы [1], посвященной исследованию некоторых термодинамических характеристик горячей β -равновесной электрически нейтральной трехароматной кварковой материи при удержании нейтрино. В [1] мы сосредоточили наше внимание на выводе в рамках локальной SU(3) модели Намбу - Иона-Лазинио (NJL) уравнения состояния, композитного состава и скорости звука. В данной работе представлены новые результаты, полученные в последующих исследованиях. В частности здесь, для различных значений температуры T , представлены зависимости от концентрации барионного заряда n_B конститuentных масс u , d и s кварков, кварковых конденсатов σ_u , σ_d и σ_s , относительных вкладов отдельных типов частиц в давление, приходящейся на единицу барионного заряда энергии $E_1 = \varepsilon_B/n_B$, а также химических потенциалов отдельных лептонов при удержании нейтрино. Для выявления роли удержания нейтрино в горячей странной кварковой материи (HSQM-hot strange quark matter) для различных значений температуры найдены давление как функция от плотности энергии ε и температуры - $P = P(\varepsilon, T)$, а также от концентрации барионного заряда n_B и температуры - $P = P(n_B, T)$, как при наличии, так и при отсутствии нейтрино. При численных расчетах учитывалось присутствие

всех типов лептонов и антилептонов, кроме тау-лептонов, которые отсутствуют при рассматриваемых значениях концентрации барионного заряда n_B и температуры T . Явление нейтринных осцилляций и векторное взаимодействие между кварками не учитывались.

В настоящей работе использована "естественная" система единиц, в которой $\hbar = c = k_B = 1$.

2. *Кварковая материя в локальной $SU(3)$ модели Намбу - Иона-Лазинио.* В последнее время для описания кварковой материи часто используют модель NJL [2,3]. Модель NJL первоначально была предложена для объяснения происхождения массы нуклона с учетом спонтанного нарушения киральной симметрии. Однако позже, в 70-х годах, эта модель была переформулирована для описания кварковой материи [4,5]. Эта модель успешно воспроизводит многие закономерности квантовой хромодинамики (КХД) [6-8].

Плотность лагранжиана в рамках локальной $SU(3)$ модели NJL имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NJL} = & \bar{\psi} \left(i \gamma^\mu \partial_\mu - \hat{m}_0 \right) \psi + G \sum_{a=0}^8 \left[(\bar{\psi} \lambda_a \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \lambda_a \psi)^2 \right] - \\ & - K \left\{ \det_f (\bar{\psi} (1 + \gamma_5) \psi) + \det_f (\bar{\psi} (1 - \gamma_5) \psi) \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ψ - фермионные кварковые спинорные поля ψ_f^c с тремя ароматами $f=u, d, s$ и тремя цветами $c=r, g, b$. Первый член - плотность дираковского лагранжиана свободных кварковых полей с матрицей масс токовых кварков $\hat{m}_0 = \text{diag}(m_{0u}, m_{0d}, m_{0s})$. Второй - соответствует кирально-симметричному четырехкварковому взаимодействию с константой связи G , где λ_a ($a=1, 2, \dots, 8$) - матрицы Гелл-Манна и генераторы $SU(3)$ группы в пространстве аромата, $\lambda_0 = \sqrt{2/3} \hat{I}$ (\hat{I} - единичная 3×3 матрица). Третий член соответствует шестикварковому взаимодействию Кобаяши-Маскава-'т Хоофта [9], приводящему к нарушению аксиальной $U_A(1)$ симметрии.

В приближении среднего поля щелевые уравнения для конституентных масс кварков M_u, M_d, M_s имеют вид

$$\begin{aligned} M_u &= m_{0u} - 4G \sigma_u + 2K \sigma_d \sigma_s, \\ M_d &= m_{0d} - 4G \sigma_d + 2K \sigma_s \sigma_u, \\ M_s &= m_{0s} - 4G \sigma_s + 2K \sigma_u \sigma_d. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_f, f=u, d, s$ так называемые кварковые конденсаты, которые определяются выражением

$$\sigma_f = -\frac{3}{\pi^2} M_f \int_0^\Lambda dk \frac{k^2}{E_f(k, M_f)} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) - \mu_f)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(E_f(k, M_f) + \mu_f)/T}} \right], \quad (3)$$

где Λ - импульс ультрафиолетового обрезания, необходимость которого возникает

в связи с неперенормируемостью модели NJL, $E_f(k, M_f) = \sqrt{k^2 + M_f^2}$ - энергия, а μ_f - химический потенциал квазичастиц-кварков аромата $f = u, d, s$.

Знание конstituентных масс и кварковых конденсатов позволяет при заданных значениях плотности барионного заряда n_B и температуры T определить остальные термодинамические параметры электрически нейтральной, β -равновесной кварковой материи с конstituентным составом частиц $u, d, s, e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \nu_\tau$. Подробное изложение формализма, использованной нами модели и деталей численных расчетов, можно найти в работах [1,10].

Как в [1], так и в настоящей статье численные расчеты проведены для следующих значений параметров модели NJL, $m_{0u} = m_{0d} = 5.5$ МэВ, $m_{0s} = 140.7$ МэВ, $\Lambda = 602.3$ МэВ, $G = 1.835/\Lambda^2$, $K = 12.36/\Lambda^5$, полученных в работе [6] для воспроизведения значений константы связи пиона, $f_\pi = 92.4$ МэВ, а также масс π, K, η и η' мезонов, $m_\pi = 135$ МэВ, $m_K = 497.7$ МэВ, $m_\eta = 514.8$ МэВ и $m_{\eta'} = 960.8$ МэВ, соответственно.

Для значений удельного e -лептонного заряда было использовано значение $Y_{L_e} = \frac{n_{L_e}}{n_B} = \frac{n_e + n_{\nu_e}}{n_B} = 0.4$, для μ -лептонного заряда - $Y_{L_\mu} = \frac{n_{L_\mu}}{n_B} = \frac{n_\mu + n_{\nu_\mu}}{n_B} = 0$, и для τ -лептонного заряда - $Y_{L_\tau} = \frac{n_{L_\tau}}{n_B} = \frac{n_\tau + n_{\nu_\tau}}{n_B} = 0$. В рассмотренных нами областях плотностей и температур не выполняются условия для рождения тау-лептона.

3. Зависимость характеристик HSQM от концентрации барионного заряда при различных температурах. Сильное взаимодействие между кварками и наличие кварковых конденсатов приводят к изменению конstituентных масс кварков. Только при очень больших плотностях, когда наступает асимптотическая свобода кварков, массы кварков M_u, M_d и M_s становятся равными их токовым значениям m_{0u}, m_{0d} и m_{0s} .

На рис.1 для различных значений температуры T приведены зависимости масс u и s кварков от концентрации барионного заряда n_B .

Как видно из рис.1, с повышением температуры при постоянном значении концентрации барионного заряда n_B масса u кварка возрастает. При больших n_B , когда состояние кварков приближается к асимптотически свободному состоянию, как и следовало ожидать, это изменение ничтожно. Ситуация такая же при очень малых n_B . Для значений $n_B \approx 0.2 \div 0.6$ с повышением температуры до $T = 100$ МэВ масса u кварка M_u увеличивается до двух раз. Масса s кварка с повышением температуры при плотностях $n_B < 0.3$ увеличивается незначительно. В области $n_B > 0.3$ с повышением температуры масса s кварка уменьшается.

На этом же рисунке приведены зависимости массы s кварка от плотности барионного заряда n_B при $T = 0$, когда нейтрино отсутствуют (кривая $T = 0$,

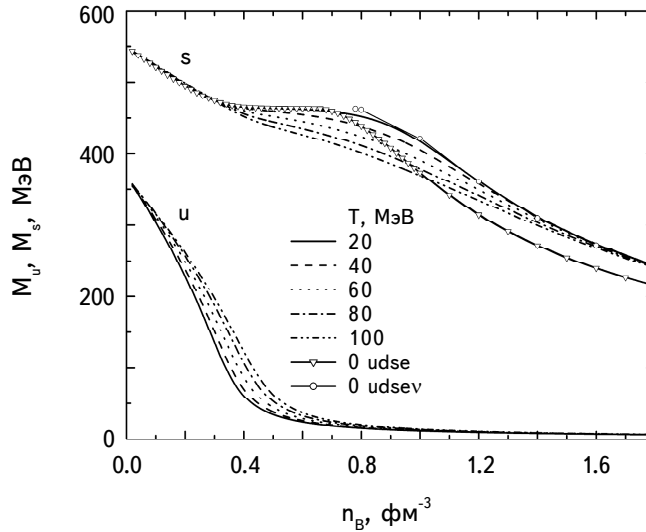


Рис.1. Зависимость конститuentных масс u и s кварков M_u и M_s в HSQM с удержанием нейтрино от концентрации барионного заряда n_B при различных значениях температуры T . Кривая $udse$ соответствует холодной прозрачной для нейтрино SQM, а кривая $udsev$ - холодному SQM с удержанием нейтрино.

$udse$) и при наличии нейтрино (кривая $T=0$, $udse v_e$). Состояние $T=0$, $udse v_e$ не может реализоваться, так как полностью вырожденное вещество удержать нейтрино не сможет. Эта кривая приводится как предел "горячих" кривых при $T \rightarrow 0$.

Независимо от значения температуры, с повышением плотности барионного заряда массы конститuentных кварков приближаются к своим токовым значениям.

На рис.2 для различных значений температуры T приведены зависимости кварковых конденсатов σ_u и σ_s от концентрации барионного заряда n_B при значениях лептонных зарядов $Y_{L_e} = 0.4$, $Y_{L_\mu} = 0$, $Y_{L_\tau} = 0$.

Чем выше температура HSQM, тем меньше значение кваркового конденсата σ_u . А у σ_s , наоборот, чем выше температура HSQM, тем больше значение кваркового конденсата σ_s .

Противоположный характер изменения масс кварков в HSQM при повышении температуры (рис.1) обусловлен именно разным характером температурной зависимости кварковых конденсатов σ_u , σ_d и кваркового конденсата σ_s .

С увеличением концентрации барионного заряда n_B независимо от значения температуры, кварковые конденсаты исчезают. Поэтому конститuentные массы кварков при этом стремятся к своим токовым значениям, что обусловлено приближением состояния HSQM к асимптотической свободе.

Зависимости масс u и d кварков, кварковых конденсатов σ_u и σ_d от концентрации барионного заряда n_B при различных температурах близки, поэтому здесь приводятся результаты, относящиеся только к u кваркам (см. рис.1, рис.2).

На рис.3 для различных значений температуры T приведена зависимость отношения парциального давления кварков к полному давлению HSQM

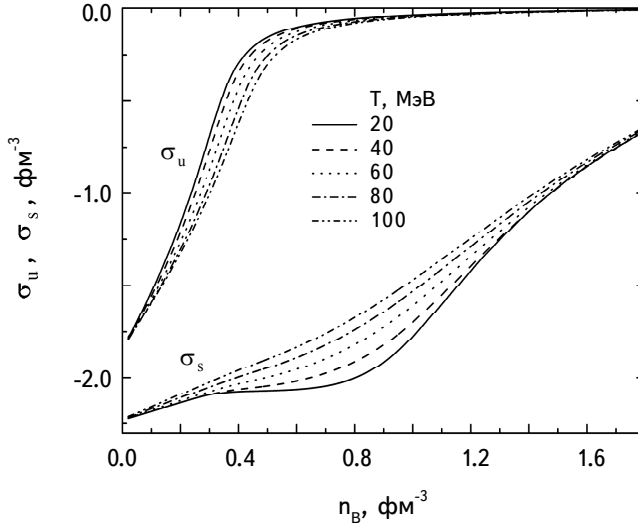


Рис.2. Зависимость параметров кварковых конденсатов σ_u и σ_s от концентрации барионного заряда n_B при различных значениях температуры T .

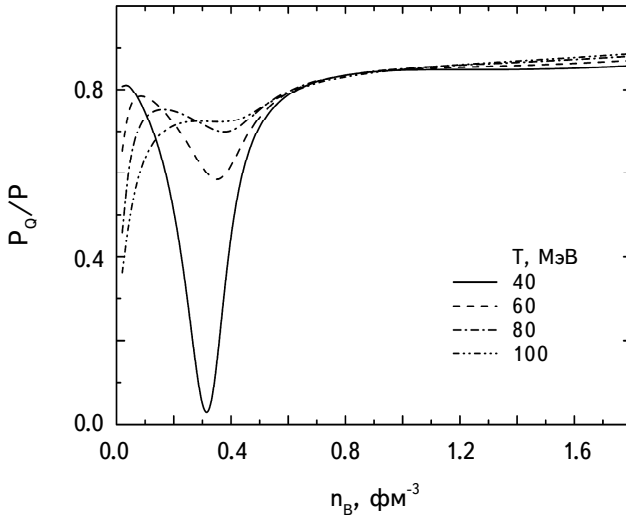


Рис.3. Зависимость отношения давления кварков P_Q к полному давлению P в HSQM от концентрации барионного заряда n_B при различных значениях температуры T .

P_Q/P от концентрации барионного заряда n_B .

Минимум кривых при $n_B \approx 0.3 \text{ фм}^{-3}$ обусловлен характером взаимодействия кварков. Наличие этого минимума легко объяснить, если давление кварков представить как сумму давления кварков при нулевой температуре P_{Q0} и тепловых поправок ΔP_{QT} к нему. В области $n_B \approx 0.38 \text{ фм}^{-3}$, согласно рис.1 из [1], $P_{Q0} < 0$ с минимумом в $n_B \approx 0.3 \text{ фм}^{-3}$. Суммарное давление $P_Q = P_{Q0} + \Delta P_{QT}$ выше температуры $T \approx 20 \text{ МэВ}$ для всех n_B положительно, однако отрицательный минимум P_{Q0} обуславливает в той же области $n_B \approx 0.3$ появление положительного минимума P_Q . С увеличением температуры тепловая поправка растет настолько, что минимум становится менее выраженным.

На рис.4 для значений температуры $T = \{40; 60\} \text{ МэВ}$ приведены зависимости парциальных давлений кварков - P_Q/P , заряженных лептонов (электронов и мюонов) - $P_{e\mu}/P = (P_e + P_\mu)/P$, а также соответствующих нейтрино - $P_\nu/P = (P_{\nu_e} + P_{\nu_\mu})/P$. Заметим, что термодинамические характеристики для данного типа частиц включают вклады как самих частиц, так и соответствующих античастиц.

Хотя с увеличением температуры давление лептонов при фиксированной концентрации растет, однако их относительный вклад в давление HSQM при этом уменьшается. При $T = \text{const}$ и $n_B > 0.8 \text{ фм}^{-3}$ с ростом концентрации барионного заряда, в отличие от массивных лептонов, относительный вклад нейтрино в давление увеличивается.

Следует отметить, что при $n_B \rightarrow 0$ в HSQM давление кварков стремится к нулю, а относительные парциальные давления лептонов отличны от нуля,

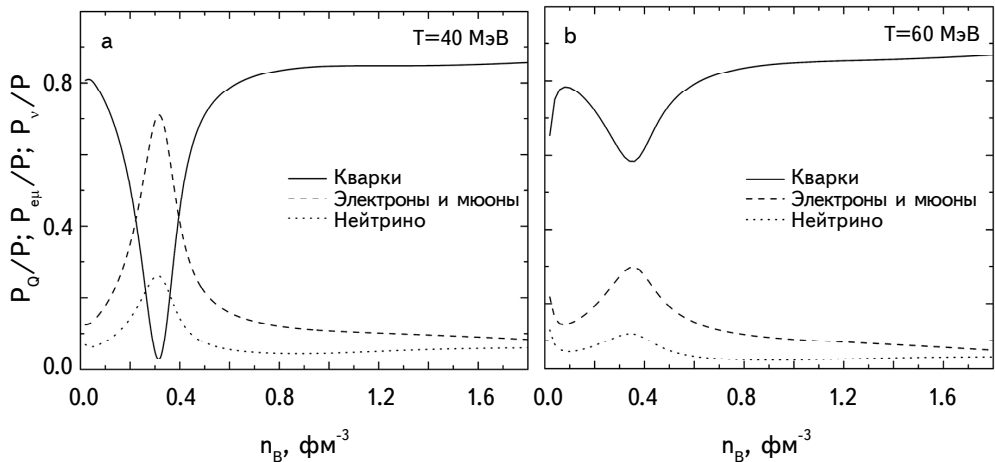


Рис.4. Зависимости относительных парциальных давлений кварков - P_Q/P , заряженных лептонов (электронов и мюонов) - $P_{e\mu}/P = (P_e + P_\mu)/P$, а так же соответствующих нейтрино - $P_\nu/P = (P_{\nu_e} + P_{\nu_\mu})/P$ от концентрации барионного заряда n_B для $T = \{40; 60\} \text{ МэВ}$.

причем $(P_e + P_\mu)/P \rightarrow 1$, так как даже при нулевом лептонном заряде в термодинамически равновесной, бесконечно разреженной, достаточно горячей среде существуют электронно-позитронный газ и тепловое излучение с суммарным давлением, пропорциональным четвертой степени температуры [11]. Это имеет место в очень узкой области около $n_B = 0$, которая не показана на рис.4. Отметим также, что давлениями излучения и тау-нейтринного газа в HSQM в области плотностей, представляющей интерес для физики сверхплотных небесных тел, можно пренебречь [1]. Говорить об удержании нейтрино в разреженном HSQM неразумно. Такое состояние вещества в природе не реализуется.

Зависимость химических потенциалов отдельных лептонов от концентрации барионного заряда n_B для $T = \{20; 100\}$ МэВ приведена на рис.5.

В области плотностей, представляющей интерес для астрофизики сверхплотных небесных тел ($n_B > 0.7$ фм⁻³), значение химического потенциала электронов μ_e больше 300 МэВ. Следовательно, концентрация электронов значительно превосходит концентрацию позитронов. Концентрация мюонов больше концентрации антимюонов до плотностей $n_B \approx 1.25$ фм⁻³ при температуре $T = 20$ МэВ и $n_B = 0.87$ фм⁻³ при температуре $T = 100$ МэВ. Выше этих значений n_B химический потенциал мюонов становится отрицательным и резко уменьшается. В этой области концентрация антимюонов гораздо больше концентрации мюонов.

При отсутствии нейтрино в обычном барионном веществе химические потенциалы электронов и мюонов не превосходят энергию покоя π -мезона [12], а в HSQM несколько десятков МэВ [13,14]. Удержание нейтрино в HSQM обеспечивает высокое значение лептонного заряда, что и приводит к

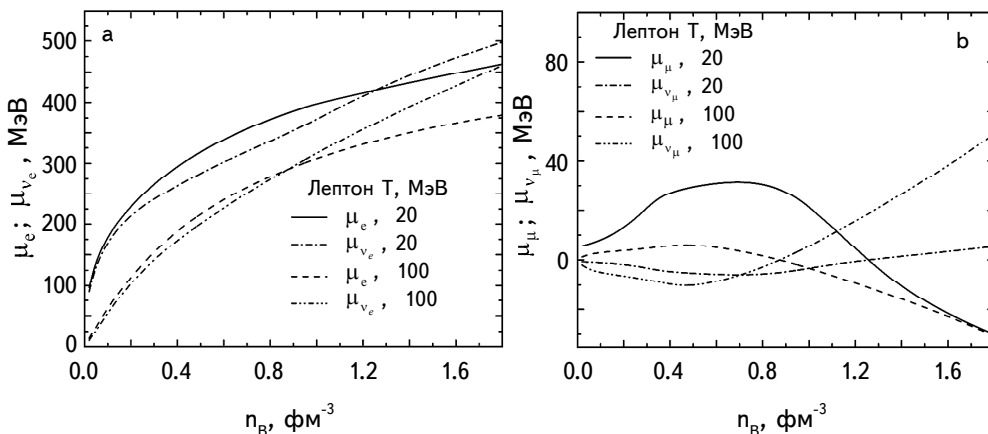


Рис.5. Зависимости химических потенциалов отдельных лептонов от концентрации барионного заряда n_B для значений температуры $T = \{20; 100\}$ МэВ.

таким большим значениям химических потенциалов лептонов. Как показано на рис.6 химический потенциал электронных нейтрино μ_{ν_e} достигает значений 450 МэВ. Следовательно, концентрация электронных нейтрино намного больше концентрации позитронных нейтрино.

При фиксированном значении T , чем больше химический потенциал данного лептона, тем больше его давление. Поэтому парциальное давление лептонов в основном определяется электронами и электронными нейтрино. Хотя химический потенциал электронов в HSQM при $n_B > 1.3 \text{ фм}^{-3}$ меньше химического потенциала электронных нейтрино, однако, при кратности вырождения электронов в два раза больше чем у нейтрино, их давление оказывается больше давления нейтрино. Рост относительного давления нейтрино в области концентрации барионного заряда $n_B > 0.8 \text{ фм}^{-3}$ (рис.4) обусловлен большим увеличением химических потенциалов нейтрино (рис.5).

4. *Роль удержания нейтрино в HSQM.* Наличие нейтрино в HSQM в термодинамически равновесном состоянии с веществом приводит к определенным изменениям характеристик HSQM. В настоящей работе мы приводим сравнения тех характеристик HSQM, которые представляют большой интерес для астрофизики сверхплотных небесных тел.

На рис.6 для $T = \{20; 100\} \text{ МэВ}$ представлена энергия HSQM, приходящаяся на единицу барионного заряда $E_1 = \varepsilon_B / n_B$ в зависимости от концентрации барионного заряда n_B как в случае удержания нейтрино (сплошные кривые), так и в случае их отсутствия (пунктирные кривые).

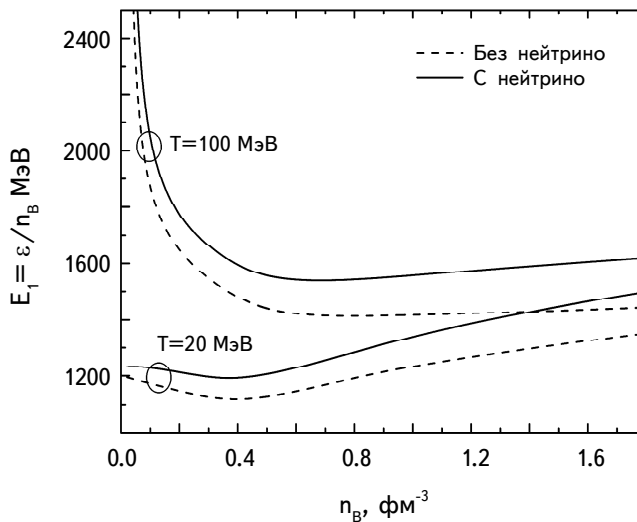


Рис.6. Зависимости энергии HSQM на единицу барионного заряда E_1 от концентрации барионного заряда n_B , как с удержанием нейтрино (сплошные кривые), так и без удержания (пунктирные кривые) для значений температуры $T = \{20; 100\} \text{ МэВ}$.

Видно, что удержание нейтрино, которое обеспечивает высокое значение относительного лептонного заряда $Y \equiv Y_{Le} \equiv 0.4$, увеличивает E_1 до десяти процентов, что в свою очередь приводит к росту давления при одной и той же концентрации барионного заряда n_B . Это результат наличия значительного количества лептонов и изменения композитного состава кварков (см. рис.5 в [1]).

В отличие от HSQM без удержания нейтрино, в котором относительное число электронов ничтожно мало, с удержанием нейтрино их число достигает до $10 \div 15$ процентов от числа кварков. Несмотря на то, что химический потенциал электронных нейтрино больше химического потенциала электронов, их количество меньше количества электронов из-за разницы кратностей вырождения (см. (9) в [1]).

Для физики сверхплотных небесных тел уравнение состояния сверхплотного вещества $P = P(\varepsilon, T)$ имеет особое значение. Уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова (ТОВ) с уравнениями переноса энергии и энергообразования определяют внутреннюю структуру и интегральные параметры звезды. Если звезда изотермична и излучает только в основном за счет тепловых запасов энергии, то уравнения ТОВ достаточны для решения задачи.

Несмотря на свою несовершенство, модель кваркового мешка MIT, в отличие от модели Намбу - Йона-Лазинио (NJL), дает возможность без громоздких вычислений определить термодинамические характеристики и уравнение состояния HSQM с удержанием нейтрино [15]. В [15] на основе

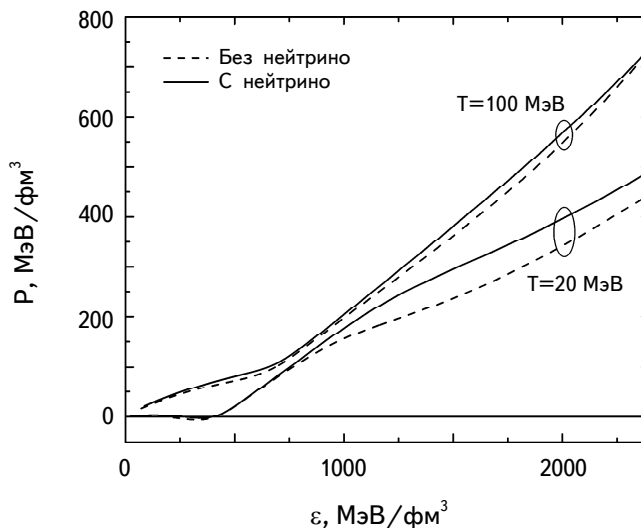


Рис.7. Зависимости давления P HSQM от плотности энергии ε как с удержанием нейтрино (сплошные кривые), так и без удержания (пунктирные кривые) для значений температуры $T = \{20; 100\}$ МэВ.

модели MIT показано, что давление HSQM как функция $P = P(\varepsilon, T)$ от плотности энергии ε и температуры при $\varepsilon = \text{const}$ слабо зависит от температуры. Причем, чем плотнее и горячее HSQM, тем слабее эта зависимость.

На рис.7 для значений температуры 20 и 100 МэВ приведены зависимости давления HSQM от ε согласно модели NJL, как с удержанием нейтрино (сплошные кривые), так и без удержания (пунктирные кривые).

В отличие от модели MIT, в модели NJL давление HSQM как функция от плотности энергии ε и температуры T при фиксированном значении ε , независимо от удержания нейтрино, сильно зависит от температуры. Однако если при $T = 20$ МэВ давления HSQM с присутствием и без присутствия нейтрино отличаются на ~ 25 процентов, то с повышением температуры это различие уменьшается и при $T = 100$ МэВ становится меньше пяти процентов.

На рис.8 для значений температуры 20 и 100 МэВ приведены зависимости давления HSQM от концентрации барионного заряда n_b , согласно модели NJL как с удержанием нейтрино (сплошные кривые), так и без удержания (пунктирные кривые). Видно, что в обоих случаях температурная зависимость давления достаточно сильная.

Видно также, что в отличие от случая $P = P(\varepsilon, T)$, в случае $P = P(n_b, T)$ при фиксированном значении n_b по мере повышения температуры различие между давлениями с удержанием и без удержания нейтрино не уменьшается.

Это означает, что в прото-нейтронной звезде радиус и распределение плотности энергии в очень горячем ($T \sim 100$ МэВ) кварковом ядре с суммарным

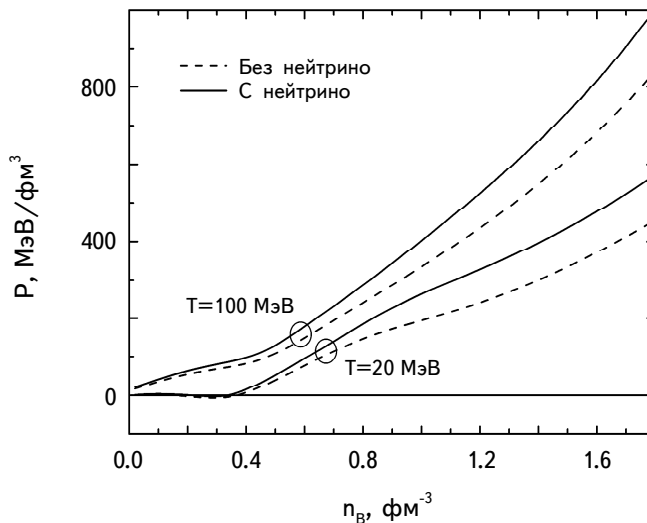


Рис.8. Зависимости давления P HSQM от концентрации барионного заряда n_b как с удержанием нейтрино (сплошные кривые) так и без удержания (пунктирные кривые) для значений температуры $T = \{20; 100\}$ МэВ.

барионным зарядом N_b будут почти независимы от наличия в нем нейтрино. Напомним, что это обусловлено тем, что в уравнениях ТОВ входят только плотность энергии и давление.

5. Заключение и критические замечания. В рамках модели NJL определены термодинамические характеристики непрозрачного для нейтрино горячего кваркового вещества без учета нейтринных осцилляций, векторного и аксиально-векторного каналов взаимодействия кварков. В наших расчетах учтены три сорта нейтрино, в согласии со стандартной моделью теории элементарных частиц. Отношение суммарного лептонного и барионного зарядов HSQM принято равным 0.4, что близко к значению этого параметра в веществе предсверхновой звезды. Показано, что присутствие лептонов в HSQM в таком количестве в основном сильно меняет температурные зависимости термодинамических характеристик, параметров частиц и уравнение состояния вещества. Применимость наших результатов для построения моделей ядра прото-кварковой звезды зависит от того, насколько оправдан выбор значения относительного лептонного заряда 0.4 в HSQM. Конечно, при взрыве сверхновой до образования прото-нейтронной звезды с кварковым ядром, нейтрино будет частично уносить лептонный заряд плотного ядра предсверхновой звезды. Если β -равновесие в центральных областях прото-нейтронной звезды установится в уже непрозрачном для нейтрино веществе, то выбор такого значения относительного лептонного заряда оправдан. Не исключено, что такое может произойти только при определенных обстоятельствах. На вопрос "при каких обстоятельствах?" можно ответить только решением подробной временной задачи взрыва предсверхновой звезды с разными начальными условиями.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре прикладной электродинамики и моделирования ЕГУ, финансируемой комитетом по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: ghajyan@ysu.am galaverdyan@ysu.am

PROPERTIES OF HOT QUARK MATTER WITH NEUTRINO CONFINEMENT WITHIN THE NJL MODEL

G.S.HAJYAN, G.B.ALAVERDYAN

Within the local SU(3) Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model, which also takes into account the 't Hooft interaction that leads to mixing of quark flavors, the thermodynamic characteristics of hot β -equilibrium three-flavor quark matter with neutrino confinement are investigated. For different values of temperature $T \in [20 \div 100]$ MeV and baryon charge density $n_B \in [0 \div 1.8]$ fm $^{-3}$, constituent quark masses, quark condensates, relative contributions of individual types of particles to pressure, chemical potentials of constituent particles are determined. In order to reveal the role of the presence of neutrinos in hot quark matter, pressures and energies are compared in states both in the presence and in the absence of neutrinos in it.

Keywords: *Hot quark matter:confinement of neutrinos:NJL model:equation of state*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.S.Hajyan, G.B.Alaverdyan, *Astrophysics*, **64**, 370, 2021.
2. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, *Phys. Rev.*, **122**, 345, 1961.
3. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, *Phys. Rev.*, **124**, 246, 1961.
4. T.Eguchi, *Phys. Rev. D*, **14**, 2755, 1976.
5. K.Kikkawa, *Prog. Theor. Phys.*, **56**, 947, 1976.
6. P.Rehberg, S.P.Klevansky, J.Hüfner, *Phys. Rev. C*, **53**, 410, 1996.
7. M.Buballa, *Phys. Rep.*, **407**, 205, 2005.
8. М.К.Волков, А.Е.Раджабов, *УФН*, **176**, 569, 2006.
9. G.'t Hooft, *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 8, 1976.
10. G.Alaverdyan, *Symmetry*, **13**, 124, 2021.
11. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, *Релятивистская астрофизика*, М., Наука, 1967.
12. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, *Вопросы космогонии*, **9**, 91, 1963.
13. G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan, *Astrophysics*, **57**, 559, 2014.
14. Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян, *Астрофизика*, **55**, 473, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 429, 2012).
15. G.S.Hajyan, *Astrophysics*, **61**, 511, 2018.