

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ НЕЙТРОННОЙ МАТЕРИИ В МОДЕЛИ СОСТАВНОГО КВАРКОВОГО МЕШКА

*М. И. Криворученко*<sup>1</sup>

Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Долгопрудный, Россия  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Найдено уравнение состояния нейтронной материи в модели составного кваркового мешка, в которой взаимодействие нуклонов описывается в терминах  $s$ -канального обмена  $b$ -кварковыми примитивами Джаффе–Лоу.

We give first calculation of the equation of state of nuclear matter in the quark compound bag model with nucleon–nucleon interactions generated by the  $s$ -channel exchange of Jaffe–Low primitives ( $b$ -quark states).

PACS: 13.75.Cs; 21.30.-x; 14.20.Pt; 26.60.Kp

### ВВЕДЕНИЕ

Нуклон-нуклонное взаимодействие характеризуется отталкиванием на малых расстояниях и притяжением на больших. В моделях однобозонного обмена (ОБЕ) основную роль играют  $\omega$ -мезон, который генерирует отталкивание, и  $\sigma$ -мезон, ответственный за притяжение. Существует множество моделей данного типа с различным набором мезонов, которые описывают широкий набор экспериментальных данных (см., например, [1–4]). Масштаб, на котором разыгрывается взаимодействие, однако, сравним с размером нуклонов и мезонов. С геометрической точки зрения не вполне очевидно, каким образом обменный механизм может доминировать в тех случаях, когда перекрытие частиц достигает величины порядка единицы. Простые оценки показывают, что в ядрах перекрытие нуклонов весьма существенно<sup>2</sup>.

В ситуации, когда перекрытие нуклонов становится важным, следует учитывать кварковые степени свободы. Два нуклона на малых расстояниях формируют  $b$ -кварковое

---

<sup>1</sup>E-mail: mikhail.krivoruchenko@itep.ru

<sup>2</sup>Используя распределение Хольцмарка, среднее расстояние от нуклона до его ближайшего соседа (нуклона) в ядерном веществе при плотности насыщения можно оценить как  $\langle r \rangle = 1,02$  фм со статистической погрешностью  $\pm 0,37$  фм [14]. Это расстояние кажется удивительно малым в сравнении как с зарядовым радиусом протона  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = (0,875 \pm 0,007)$  фм, так и с зарядовым радиусом пиона  $\langle r_\pi^2 \rangle^{1/2} = (0,659 \pm 0,025)$  фм [5]. Значительное перекрытие нуклонов в ядрах практически не оставляет для мезонов пространства, чтобы участвовать в процессах  $t$ -канального обмена.

состояние. Взаимодействие нуклонов, следовательно, можно представить диаграммой, в которой нуклоны сначала распространяются, затем слипаются в 6-кварковое состояние, это состояние распространяется, затем распадается на два свободных нуклона.

Такой механизм взаимодействия первоначально изучался Т.Д.Ли [6] вне связи с задачей нуклон-нуклонного взаимодействия. В работе [7] Ф.Дайсон с целью иллюстрации физической природы полюсов Кастильехо–Далица–Дайсона (КДД) [8] рассмотрел модифицированную модель Ли с  $s$ -канальным обменом резонансами. В моделях Дайсона–Ли допускается существование связанных состояний и резонансов, следовательно, они охватывают класс систем, в которых доминирует притяжение, в то время как в нуклон-нуклонных взаимодействиях на малых расстояниях доминирует отталкивание. В работах Ю.Симонова [9] класс моделей Дайсона–Ли был расширен за счет включения в динамику «примитивов» Джаффе–Лоу [10]. Оказалось, что модели типа Дайсона–Ли могут описывать также системы с отталкиванием, причем за отталкивание ответственны примитивы. На примитивы можно смотреть как на резонансы, ширина которых на массовой поверхности обращается в нуль. Вне массовой поверхности ширина примитивов отлична от нуля, поэтому состояния участвуют во взаимодействиях. Примитивам соответствуют нули фазы рассеяния с отрицательным наклоном, при этом  $P$ -матрица имеет полюсы при энергии нуклонов, равной массе примитива, в то же время  $S$ -матрица не имеет особенностей.

В классе моделей Симонова–Дайсона наиболее детально исследована модель составного кваркового мешка (СКМ). В этой модели успешно воспроизведены фазы нуклон-нуклонного, мезон-нуклонного и мезон-мезонного рассеяния, описаны свойства малонуклонных систем [9, 11–14].

В данной работе представлены первые результаты вычислений уравнения состояния нейтронной материи в одной из версий модели СКМ [13].

Уравнение состояния ядерной материи представляет интерес с точки зрения приложений к астрофизике компактных объектов. Открытие нейтронных звезд массой около  $2M_{\odot}$  [15, 16] позволило исключить «мягкие» уравнения состояния ядерной материи, для которых нейтронные звезды теряют гравитационную устойчивость при более низких значениях масс. В то же время лабораторные эксперименты указывают на то, что уравнение состояния (ЕoS) ядерной материи должно быть достаточно мягким. Эта проблема широко обсуждалась в последние годы. Важную роль в уравнении состояния играет коэффициент асимметрии ядерной материи, за счет которого рост нейтронной фракции ведет к увеличению жесткости вещества. Рождение гиперонов в центре массивных нейтронных звезд, обусловленное химическим равновесием относительно слабых взаимодействий, дополнительно смягчает уравнение состояния ядерной материи (см., например, [17, 18]). В работах [19–21] обсуждается возможность увеличения жесткости уравнения состояния ядерной материи за счет существования легких слабо взаимодействующих бозонов вне рамок Стандартной модели. В работе [20] в том числе отмечено, что между гиперонами может существовать дополнительное отталкивание, связанное с  $\phi$ -мезонным обменом, которое подавлено во взаимодействии нестранных барионов вследствие правила Цвейга. Дополнительное отталкивание делает рождение гиперонов энергетически менее выгодным<sup>1</sup>. Существующие лабораторные данные оставляют все еще достаточно свободы для

<sup>1</sup>Данный механизм подробно исследовался в работах [22, 23], где была подтверждена возможность его реализации.

жесткого уравнения состояния равновесной сверхплотной ядерной материи как на основе представленной адронной физики, так и за рамками Стандартной модели.

В приближении среднего поля экзотические степени свободы смягчают EoS ядерной материи. Верхний предел на массу нейтронных звезд  $2M_{\odot}$  приводит к сильным ограничениям на критическую плотность фазового перехода в кварковую материю и, если в сердцевине нейтронных звезд кварковая материя существует, на ее уравнение состояния. За рамками приближения среднего поля эффект экзотических состояний разнонаправленный. В квантовой теории, даже если критическая плотность перехода в новую фазу велика, экзотические степени свободы присутствуют виртуально. Это требует их учета уже при плотности насыщения и ведет к перенормировке феноменологических параметров. При увеличении плотности знак эффекта не определен. В качестве примера можно сослаться на результаты работы [24], где рассматривается дибарионная бозе-конденсация в ядерной материи в релятивистском приближении Хартри<sup>1</sup>. В связи с этим можно ожидать, что эффект недавно открытого дибариона  $d^*(2380)$  [25–30] на EoS ядерной материи, несмотря на его сравнительно большую массу, является существенным, поскольку высокий спин резонанса  $J = 3$  обеспечивает  $2J + 1$ -кратное усиление эффекта Казимира — модификации энергии нулевых колебаний бозонного поля  $d^*(2380)$  в ядерной среде. Бозе-конденсация дибарионов в ядерной материи изучалась в работах [14, 24, 31–42].

Вопрос о том, как ведет себя ядерная материя в моделях типа Симонова–Дайсона, до сих пор не исследовался. В этой работе сформулированы уравнения для вычисления EoS нейтронной материи в версии модели СКМ [13] с учетом нейтронной сверхтекучести. Также определена зависимость щели, давления и плотности энергии нейтронной материи от плотности вещества.

Данная версия модели была предложена для демонстрации существования КДД-плюсов, обусловленных существованием примитивов. Параметры модели фиксировались в каналах  $^1S_0$  и  $^3S_1$  из описания умеренно низкой импульсной компоненты фаз  $NN$ -рассеяния (вплоть до  $T_{\text{lab}} = 350$  МэВ — в канале  $^1S_0$ ). В этом подходе можно претендовать на количественное описание ядерной материи при плотности ниже плотности насыщения. Можно надеяться, что экстраполяция предсказаний дает в целом правильную картину поведения вещества при высокой плотности, где возникают качественные отличия от предсказаний моделей ОВЕ, связанные с возможностью бозе-конденсации б-кварковых состояний.

В разд. 1 сформулированы основные положения модели. В разд. 2 приводится система уравнений для определения EoS с учетом спаривания нейтронов. В разд. 3 описана процедура численного решения этих уравнений, представлены результаты расчетов и проводится сравнение предсказаний для щели с предсказаниями моделей ОВЕ. В заключении сформулированы основные результаты и обсуждаются перспективы, связанные с более продвинутыми расчетами EoS ядерной материи в моделях СКМ.

## 1. МОДЕЛЬ

В модели СКМ [9] рассеяние нуклонов происходит через формирование промежуточного компаунд-состояния с массой  $M_{\alpha} > \sqrt{s_0} = 2m$ .  $D$ -функцию процесса можно

<sup>1</sup>Как видно из рис. 2 работы [24], ниже точки бозе-конденсации экзотическая фаза с дибарионами является более жесткой, чем фаза без дибарионов.

записать в виде [13]

$$D(s) = \Lambda(s) - \Pi(s), \tag{1}$$

где

$$\Lambda^{-1}(s) = \sum_{\alpha} \frac{g_{\alpha}^2}{s - M_{\alpha}^2} + G, \quad \Pi(s) = -\frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{+\infty} \Phi_2(s') \frac{\mathcal{F}^2(s')}{s' - s} ds'. \tag{2}$$

Здесь  $\Phi_2(s) = \pi p^* / \sqrt{s}$  — релятивистский фазовый объем;  $p^* = \sqrt{s - 4m^2} / 2$  — импульс нуклонов в системе центра масс;  $g_{\alpha}$  — константа связи примитива  $d_{\alpha}$  с нуклонами;  $\mathcal{F}(s)$  — формфактор в вершине  $d_{\alpha}NN$ .  $S$ -матрица имеет вид

$$S = e^{2i\delta(s)} = \frac{D(s - i0)}{D(s + i0)}. \tag{3}$$

Полюсы  $\Lambda(s)$  называются КДД-полюсами [10]. Они локализованы между нулями функции  $\Lambda(s)$ ; нули, соответственно, определяются массами компаунд-состояний:  $\Lambda(s = M_{\alpha}^2) = 0$ . После включения связи с континуумом компаунд-состояния превращаются в связанные состояния, резонансы или примитивы.

$D$ -функция (1) является обобщенной  $R$ -функцией [13]. Она не имеет комплексных нулей на первом листе римановой поверхности. На действительной полуоси  $(-\infty, s_0)$  при выполнении условия  $D(s_0) < 0$  для  $s_0 < M_{\alpha}^2$  она также не имеет нулей, соответствующих связанным состояниям. Простые корни уравнения

$$D(s) = 0, \tag{4}$$

расположенные под унитарным разрезом на нефизическом листе римановой поверхности, отождествляются с резонансами. Корни уравнения, расположенные на вещественной полуоси  $(s_0, +\infty)$ , отождествляются с примитивами, при этом вещественная часть  $D(s)$  имеет нуль первого порядка, мнимая часть  $D(s)$  имеет нуль второго порядка.

Величину  $1/D$  можно интерпретировать как пропагатор компаунд-состояния. Система уравнений для определения полного пропагатора компаунд-состояния показана на рис. 1. Затравочному пропагатору (двойная сплошная линия) ставится в соответствие величина  $\Lambda^{-1}(s)$ . Петля на диаграмме обозначает дисперсионную часть  $D$ -функции, т. е. величину  $\Pi(s)$ . В более общей схеме присутствует контактное четырехфермионное взаимодействие, которому соответствует константа связи  $G$  в уравнении (2).

Таким образом, вершине  $d_{\alpha}NN$  ставится в соответствие величина  $-ig_{\alpha}\mathcal{F}(s)$ , затравочному пропагатору —  $\frac{i}{s - M_{\alpha}^2} + \frac{iG}{g_{\alpha}^2}$ , полному пропагатору —  $1/D$ . Контактная

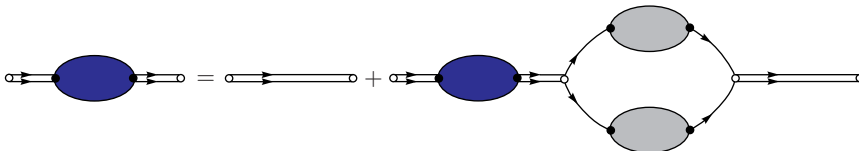


Рис. 1. Уравнение Дайсона для пропагатора компаунд-состояния. Двойная линия — затравочный пропагатор  $\Lambda^{-1}(s)$ . Двойная линия с темным блоком — полный пропагатор компаунд-состояния. Петля образована пропагаторами нуклонов

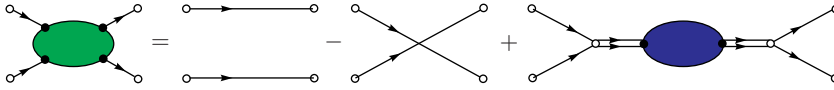


Рис. 2. Графическое представление двухнуклонной функции Грина. Полный пропагатор компонад-состояния (двойная линия с блоком) определяет  $T$ -матрицу  $NN$ -рассеяния

вершина включена в определение затравочного пропагатора. Формфактор  $\mathcal{F}(s)$  является функцией разности трехмерных импульсов нуклонов в системе центра масс, в то время как пропагатор является функцией квадрата суммы четырехмерных импульсов  $s = (p_1 + p_2)^2$ . На массовой поверхности нуклонов  $\mathcal{F}(s)$  — функция импульса нуклонов, т. е.  $\mathcal{F}(\mathbf{p}^2) = \mathcal{F}(s = 4(m^2 + \mathbf{p}^2))$ .

Рассеяния двух нуклонов можно представить в виде, изображенном на рис. 2. Амплитуда рассеяния имеет вид

$$A(s) = e^{i\delta(s)} \sin \delta(s) = -\frac{\Phi_2(s)\mathcal{F}^2(s)}{D(s)}. \quad (5)$$

В борновском приближении имеет место соотношение

$$A(s) = -\frac{\sqrt{sp^*}}{8\pi} U(\mathbf{q}) = -\Phi_2(s)\mathcal{F}(s)\Lambda^{-1}(s)\mathcal{F}(s), \quad (6)$$

где  $\mathbf{q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}$  — переданный импульс;  $U(\mathbf{q})$  — фурье-образ потенциала. Кинематические факторы, следовательно, восстанавливаются на основе соответствия

$$U(\mathbf{q}) \rightarrow \frac{8\pi^2}{s} \mathcal{F}(s)\Lambda^{-1}(s)\mathcal{F}(s). \quad (7)$$

В сепарабельных моделях используется представление потенциалов в виде

$$U(\mathbf{q}) = \sum_{\nu} f_{\nu}(\mathbf{p}') f_{\nu}(\mathbf{p}).$$

## 2. СПАРИВАНИЕ НЕЙТРОНОВ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Для сепарабельных потенциалов уравнения сверхтекучести рассматривались в работе [43] и недавно в работе [44]. С учетом правила соответствия (7)

$$1 = - \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{2\pi^2}{E^2(\mathbf{p})} \mathcal{F}(\mathbf{p}^2)\Lambda^{-1}(s)\mathcal{F}(\mathbf{p}^2) \frac{1}{2\sqrt{(E(\mathbf{p}) - \mu)^2 + \Delta^2(s, \mathbf{p})}} \Big|_{s=4\mu^2}. \quad (8)$$

Здесь  $s$  имеет смысл квадрата энергии куперовской пары в системе покоя вещества. Величина  $s$  полагается равной  $4\mu^2$ , где  $\mu$  — химический потенциал нейтронов; используется релятивистский закон дисперсии  $E(\mathbf{p}) = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ . Щель равна

$$\Delta(4\mu^2, \mathbf{p}) = \frac{\sqrt{2\pi}}{E(\mathbf{p})} \mathcal{F}(\mathbf{p}^2)\Lambda^{-1}(4\mu^2)|\Xi|. \quad (9)$$

$\Xi^*$  определяется интегралом

$$i\Xi^* = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{\sqrt{2}\pi}{E(\mathbf{p})} \mathcal{F}(\mathbf{p}^2) F^\dagger(p), \quad (10)$$

где  $F^\dagger(p)$  — аномальная функция Грина в импульсном представлении [45]:

$$\varepsilon_{\alpha\beta} F^\dagger(p) = \int d^4x e^{ip(x-y)} \varepsilon_{\alpha\beta} F^\dagger(x-y) = \int d^4x e^{ip(x-y)} (-i) \langle T \Psi_\alpha^\dagger(x) \Psi_\beta^\dagger(y) \rangle,$$

где  $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$ ,  $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0$ . Решение уравнений сверхтекучести приводит к следующему выражению для функции Грина:

$$G(p) = \frac{u_{\mathbf{p}}^2}{\omega - \varepsilon(\mathbf{p}) + i0} + \frac{v_{\mathbf{p}}^2}{\omega + \varepsilon(\mathbf{p}) - i0}, \quad \begin{pmatrix} u_{\mathbf{p}}^2 \\ v_{\mathbf{p}}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \pm \frac{\eta_{\mathbf{p}}}{\varepsilon(\mathbf{p})} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где  $\eta_{\mathbf{p}} = E(\mathbf{p}) - \mu$ ,  $\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\eta_{\mathbf{p}}^2 + \Delta^2(4\mu^2, \mathbf{p})}$ , а также к

$$F^\dagger(p) = -\frac{\sqrt{2}\pi}{E(\mathbf{p})} \mathcal{F}(\mathbf{p}^2) \Lambda^{-1}(4\mu^2) \frac{\Xi^*}{(\omega - \varepsilon(\mathbf{p}) + i0)(\omega + \varepsilon(\mathbf{p}) - i0)}. \quad (12)$$

Подставляя уравнение (12) в уравнение (10), приходим к условию (8).

Плотность числа частиц известна, поскольку известна функция Грина (11). Плотность частиц равна

$$\frac{N}{V} = -2i \lim_{t \rightarrow -0} \int \frac{d\omega d\mathbf{p}}{(2\pi)^4} e^{-i\omega t} G(\omega, \mathbf{p}) = 2 \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} v_{\mathbf{p}}^2 = -\frac{\partial \Omega}{\partial \mu}. \quad (13)$$

После интегрирования этого уравнения по химическому потенциалу находится термодинамический потенциал  $\Omega$ , далее вычисляется энергия системы

$$E = \Omega + \mu N. \quad (14)$$

Обмен примитивом  ${}^1S_0$ , как показано на рис. 3, дает вклад в собственную энергию нуклона в веществе. Вклад имеет структуру  $(1 + \gamma_0)/2$ , где  $\gamma_0$  — гамма-матрица Дирака [14]. Массовый оператор  $\Sigma$  переопределяет точку отсчета энергии нуклона, т.е. химический потенциал, и дает вклад в массу нуклона. В качестве закона дисперсии, следовательно, можно принять

$$E(\mathbf{p}) = \frac{\Sigma}{2} + \sqrt{\mathbf{p}^2 + \left(m + \frac{\Sigma}{2}\right)^2}. \quad (15)$$

Массовый оператор имеет векторную и скалярную составляющие по группе Лоренца. Для того чтобы произвести разграничение, необходимо выйти за рамки нерелятивистского

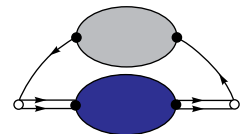


Рис. 3. Массовый оператор  $\Sigma$  в ядерной среде. Петля образована дыркой в ферми-сфере (одинарная линия с серым блоком) и примитивом (двойная линия с темным блоком)

приближения (см. обсуждение в [14]). Массовый оператор зависит от импульса нуклона и определен вне энергетической поверхности, что делает закон дисперсии более сложной функцией в сравнении с (15). Мы пренебрегаем в массовом операторе сходом нуклонов с энергетической поверхности, а также зависимостью от импульса. При вычислении  $\Sigma$  импульс нуклона полагается равным нулю. Диаграмме на рис. 3 соответствует выражение

$$\Sigma = \frac{(-2\pi)^2}{m^2} \int \frac{2d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{\mathcal{F}^2(s)}{D(s)} \frac{1}{4} v_{\mathbf{p}}^2, \quad (16)$$

где  $v_{\mathbf{p}}^2$  — вероятность найти нуклон с данным импульсом. Уравнение (16) обобщает соответствующее уравнение метода оптического потенциала. Здесь  $\mathbf{p}$  — импульс нуклона в системе покоя вещества;  $s = (m + E(\mathbf{p}))^2 - \mathbf{p}^2$  — квадрат энергии нуклонов в системе их центра масс. Поскольку модификация  $T$ -матрицы в среде не рассматривается, мнимая часть собственной энергии отбрасывается.

В свободной теории химический потенциал определяется импульсом Ферми согласно

$$p_F^{[0]} = \sqrt{\mu^2 - m^2}.$$

Из условия (15) находится импульс, при котором энергия квазичастицы минимальна, т. е.  $E(\mathbf{p}) = \mu$ :

$$p_F^{[1]} = \sqrt{\left(\mu - \frac{\Sigma}{2}\right)^2 - \left(m + \frac{\Sigma}{2}\right)^2}.$$

Если известна плотность, ферми-импульс определяется по формуле

$$n = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{3} p_F^3. \quad (17)$$

В теории с взаимодействием эти три импульса различаются.

Минимальное значение  $\varepsilon(\mathbf{p})$  определяет щель в спектре одночастичных возбуждений:

$$\Delta_F \equiv \Delta(4\mu^2, p_F^{[1]}).$$

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для численной оценки эффекта используется следующая схема: варьируется химический потенциал, и ищутся решения уравнения (8) для  $\Xi^*$ . В качестве стартового значения  $\Sigma$  вычисляется интеграл (16) для  $v_{\mathbf{p}}^2 = 1$  внутри и  $v_{\mathbf{p}}^2 = 0$  вне ферми-сферы. Для данного  $\Sigma$  определяется  $\Xi^*$ . Далее находится  $v_{\mathbf{p}}^2$ , вычисляется собственная энергия  $\Sigma$ , затем  $\Xi^*$  и так далее до тех пор, пока сходимость не станет очевидной.

На следующем шаге ищется плотность частиц согласно уравнению (13). Далее интегрируется плотность по химическому потенциалу и определяется термодинамический потенциал, он же давление с обратным знаком. В заключение по формуле (14) находится энергия системы.

Для параметров, определенных в работе [13], результаты решения уравнения (8) показаны на рис. 4, где величина  $\Delta_F$  представлена как функция ферми-импульса. Предсказания модели СКМ накладываются на предсказания наиболее продвинутых моделей ОВЕ [46].

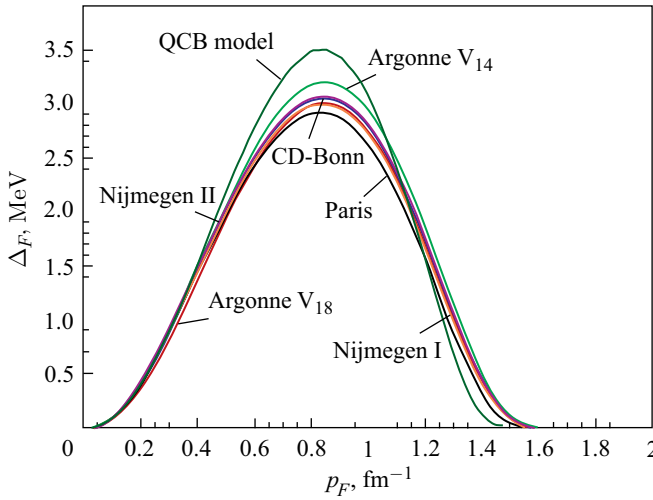


Рис. 4. Зависимость щели  $\Delta_F$  от ферми-импульса  $p_F$  в нейтронной материи. Предсказания модели СКМ (Quark compound bag (QCB) model) сравниваются с результатами расчетов в моделях ОВЕ для свободных спектральных функций мезонов

В рассмотренной модели обращение щели в нуль при импульсе  $p_F > 1,6 \text{ фм}^{-1}$  связано с нулем формфактора  $\mathcal{F}(s)$  при  $p^* = 353 \text{ МэВ}$ . Когда импульс  $p_F^{[1]}$  приближается к  $p^*$ , малость в знаменателе подынтегрального выражения (8) компенсируется малостью числителя, в результате чего интеграл «не набирается», и решения исчезают.

При дальнейшем увеличении химического потенциала  $p_F^{[1]}$  сдвигается относительно нуля формфактора  $p^* = 353 \text{ МэВ}$ , в результате чего возникает добавочная ветвь решений при больших плотностях, показанная в другом масштабе на рис. 5. Отрицательный знак щели связан с тем, что формфактор изменяет знак (щель как функция импульса пропорциональна формфактору, см. уравнение (9)). В этой области удвоенный химический потенциал все еще меньше предельного значения  $2007 \text{ МэВ}$ , поэтому решения имеют обычный физический смысл.

Эффективная константа взаимодействия пропорциональна  $\Lambda^{-1}(4\mu^2)$ , поэтому можно ожидать, что щель увеличивается с ростом  $\mu$ . Этот эффект четко проявляется на рис. 5

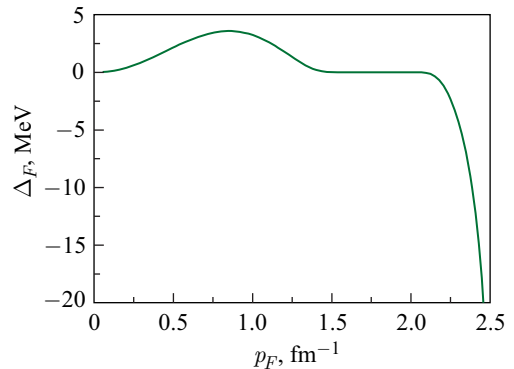


Рис. 5. Зависимость щели  $\Delta_F$  в нейтронной материи от ферми-импульса  $p_F$  в модели СКМ в уменьшенном масштабе. При  $p_F > 2,0 \text{ фм}^{-1}$  появляется новая ветвь решений для аномальных функций Грина. Предельное значение  $p_F = 2,5 \text{ фм}^{-1}$  соответствует массе примитива  $2007 \text{ МэВ}$



при  $p_F > 2,0 \text{ фм}^{-1}$ , а также подтверждается самим фактом существования новой ветви решений. Данное поведение можно интерпретировать в том числе с точки зрения отталкивания в двухуровневой системе. Первым уровнем служит куперовская пара; второй, более высокий уровень — примитив (компаунд-состояние) с теми же квантовыми числами. Взаимодействие между ними ведет к отталкиванию, причем эффект не зависит от знака потенциала. Поскольку примитив не рассматривается динамически, его масса не изменяется. Однако энергия связи куперовской пары растет, что приводит к уменьшению энергии системы и, следовательно, увеличению щели.

При ферми-импульсе меньше  $1,6 \text{ фм}^{-1}$  величина щели согласуется с предсказаниями моделей ОВЕ  $NN$ -взаимодействий. Малым плотностям соответствуют большие расстояния, которые хорошо изучены и во всех моделях одинаково хорошо параметризуются.

Согласно формуле Бете–Вайцзеккера энергия спаривания нуклонов в ядрах равна  $15 \text{ МэВ}/A^{1/2}$ . Для тяжелых ядер  $A = 100$  формула предсказывает щель  $1,5 \text{ МэВ}$ . Некоторые трудности в воспроизведении щели порядка МэВ отмечены в специальной литературе, однако они, по-видимому, преодолеваются в более продвинутых схемах ОВЕ. Рассмотренная модель в первом приближении, без учета краевых эффектов и без протонной компоненты, при ферми-импульсе  $p_F = 1,4 \text{ фм}^{-1}$  внутри ядра дает значение  $\Delta = 0,2 \text{ МэВ}$ . В любом случае при малых плотностях поведение щели в рассмотренной модели и в моделях ОВЕ для однородного вещества количественно согласуется.

По горизонтальной оси на рис. 4, 5 и 6 отложен ферми-импульс, определяемый из плотности числа частиц (17). Область применимости модели ограничена импульсами  $p < p_F = 2,5 \text{ фм}^{-1}$ . При ферми-импульсе порядка  $2,5 \text{ фм}^{-1}$ , по-видимому, имеет место бозе-конденсация дибарионов.

На рис. 6 показана зависимость оператора собственной энергии нейтрона от ферми-импульса. Модификация массы нейтрона существенно меньше той, которая предсказывается в моделях среднего поля (в модели Валечки и ее модификациях).

Давление как функция плотности числа частиц показано на рис. 7. Плотность энергии как функция плотности числа частиц показана на рис. 8. Почти прямая линия возникает из-за доминирующего вклада массы покоя нейтронов.

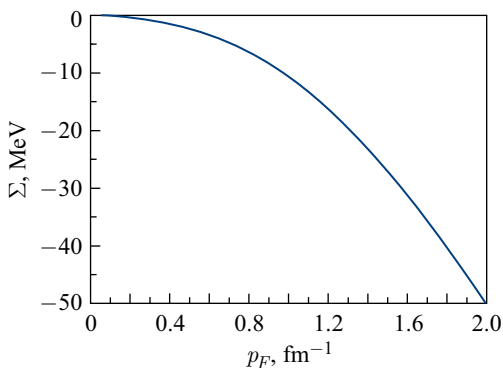


Рис. 6. Оператор собственной энергии нейтрона как функция ферми-импульса

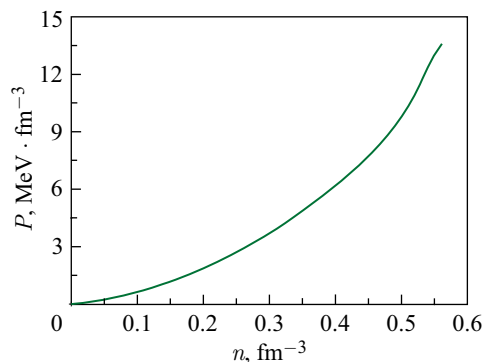


Рис. 7. Давление как функция плотности числа нейтронов

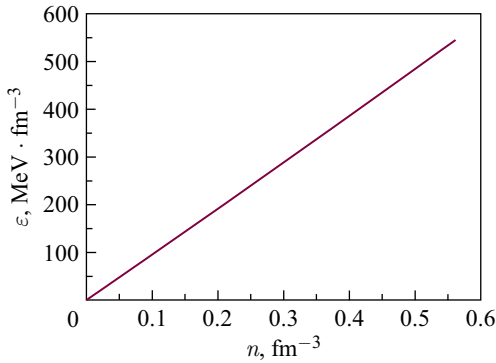


Рис. 8. Плотность энергии нейтронной материи как функция плотности

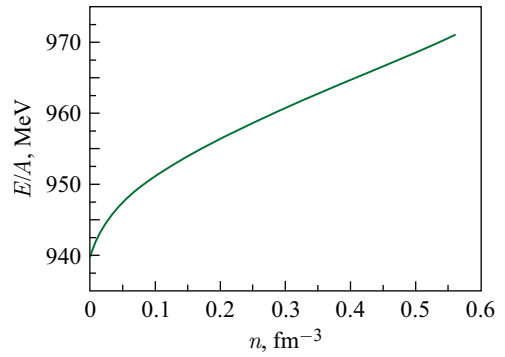


Рис. 9. Энергия на один нейтрон в нейтронной материи как функция плотности

На рис. 9 показана энергия на один нейтрон  $E/A$ . Плотность  $0,55 \text{ фм}^{-3}$  соответствует ферми-импульсу, при котором возможна бозе-конденсация дибарионов. Отметим, что это значение модельно зависимо.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлено первое вычисление уравнения состояния ядерной материи в модели СКМ с использованием параметризации данных по фазам нуклон-нуклонного рассеяния, представленной в работе [13]. В этой работе фитировалась умеренно низкая импульсная компонента фаз, поэтому отталкивание между нуклонами на малых расстояниях недооценено. Это приводит в расчетах к мягкому уравнению состояния. Мы можем претендовать на количественное описание нейтронной материи при плотности меньше плотности насыщения. Поведение энергетической щели для спаривания нейтронов при плотности меньше ядерной согласуется с предсказаниями моделей ОВЕ.

При высокой плотности полученные результаты допускают ясную качественную интерпретацию, в том числе эффектов, обусловленных существованием второй ветви сверхпроводящего состояния. В рассмотренной модели бозе-конденсация примитивов возможна при плотности  $0,55 \text{ фм}^{-3}$  — примерно в 3 раза выше плотности насыщения.

Представленные расчеты могут быть улучшены во многих направлениях.

1) В работах [9, 11, 12, 14] высокоимпульсная компонента фаз рассеяния описана за счет введения второго примитива. Вместо одного уравнения (8) здесь необходимо рассматривать систему двух уравнений. Ожидается, что существенные особенности решений не изменятся, однако ЕoS будет более жестким. Далее, был рассмотрен один канал  $^1S_0$  рассеяния нейтронов. В более реалистических подходах следует подключить другие изученные каналы.

2) Необходимым этапом изучения ЕoS является вычисление свойств симметричной ядерной материи при плотности насыщения. Параметры симметричной ядерной материи хорошо известны из эксперимента, поэтому данное вычисление явилось бы чувствительной проверкой модели.

3) В данной работе примитив не рассматривался динамически, соответственно, модификация  $T$ -матрицы в ядерной среде не учитывалась. По этой причине вычисления ограничены плотностью нейтронной материи  $n < 0,55 \text{ фм}^{-3}$ . С этим обстоятельством связано сравнение щели с предсказаниями моделей ОВЕ для вакуумных спектральных функций. Модификация  $T$ -матрицы влияет на величину щели и приводит к другим важным эффектам. В отсутствие дополнительных связей примитив под воздействием среды сходит с унитарного разреза, превращаясь в резонанс. В результате возникает бозе-конденсация б-кварковых резонансов. В моделях типа ОВЕ примитив жестко связан с унитарным разрезом. Если такая же физика имеет место в моделях СКМ, для чего необходима тонкая настройка параметров либо дополнительные связи, предсказания моделей ОВЕ и СКМ при увеличении плотности, по-видимому, существенно не отличаются. Устойчивость примитивов под действием возмущений в принципе доступна экспериментальной проверке [47].

4) В моделях СКМ, таким образом, не исследован вопрос о модификации примитивов и поведении ядерной материи при плотности выше плотности возможного образования бозе-конденсата.

5) В работе представлено приближенное численное решение уравнений сверхтекучести нейтронной материи. Вычисление собственной энергии нейтронов проводилось в терминах  $T$ -матрицы. В реалистичных расчетах, очевидно, следует использовать  $G$ -матрицу, построенную на основе решений уравнений Элиашберга [45, 48]. В силу более простой структуры диаграмм  $s$ -канального обмена в моделях типа СКМ, очевидно, возможно точное (численное) решение уравнений Элиашберга. Здесь ситуация радикально отличается от той, которая имеет место в  $t$ -канальных моделях. Даже в наиболее продвинутых версиях ОВЕ суммируется ограниченный класс лестничных диаграмм, описывающих взаимодействие нуклонов. В модели СКМ суммируются все диаграммы. В этом смысле модель является точно решаемой. Заметим, что модель Ли, обобщение которой приводит к модели СКМ, является точно решаемой.

6) Вычисление EoS при высокой плотности требует выхода за рамки нерелятивистского приближения в формулировке моделей  $NN$ -взаимодействия и в уравнениях, описывающих функции Грина в ядерном веществе.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность реалистичного описания ядерной материи для  $NN$ -взаимодействия, генерируемого примитивами Джаффе–Лоу. В количественном отношении рассмотренная модель удовлетворительно воспроизводит свойства нейтронной материи при плотности ниже плотности насыщения, включая спаривание нейтронов. Для расчетов при плотности выше ядерной следует использовать более продвинутые версии модели СКМ, описывающие  $NN$ -взаимодействия при больших значениях переданного импульса, и определять функции Грина в среде самосогласованным образом.

Автор благодарит Ю. А. Симонова, Ф. Шимковица и А. В. Юдина за полезные обсуждения. Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-02-01104 и грантом HLP-2015-18 программы Гейзенберга–Ландау.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stoks V. G. J. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 2950.
2. Wiringa R. B., Stoks V. G., Schiavilla R. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 38.

3. Machleidt R., Slaus I. // J. Phys. G. 2001. V. 27. P. R69.
4. Gross F., Stadler A. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 014005.
5. Olive K.A. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 09000.
6. Lee T. D. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 1329.
7. Dyson F. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 157.
8. Castillejo L., Dalitz R., Dyson F. // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 543.
9. Simonov Yu. A. // Phys. Lett. B. 1981. V. 107. P. 1; Nucl. Phys. A. 1984. V. 416. P. 109c; 1987. V. 463. P. 231c;  
Симонов Ю. А. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 722 (Sov. J. Nucl. Phys. 1982. V. 36. P. 422); ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1542 (Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V. 38. P. 939).
10. Jaffe R. L., Low F. E. // Phys. Rev. D. 1979. V. 19. P. 2105.
11. Kalashnikova Yu. S. et al. // Phys. Lett. B. 1985. V. 155. P. 217.
12. Bakker B. L. G., Narodetsky I. M. // Adv. Nucl. Phys. 1994. V. 21. P. 1.
13. Krivoruchenko M. I. // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 018201.
14. Krivoruchenko M. I. et al. // Phys. At. Nucl. 2011. V. 74. P. 371.
15. Demorest P. B. et al. // Nature. 2010. V. 467. P. 1081.
16. Antoniadis J. et al. // Science. 2013. V. 340. P. 448.
17. Glendenning N. K. Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity. New York: Springer-Verlag, 1996.
18. Dapo H., Schaefer B.-J., Wambach J. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 035803.
19. Wen D. H., Li B. A., Chen L. W. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 211102.
20. Krivoruchenko M. I., Simkovic F., Faessler A. // Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 125023.
21. Zhang D. R. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 035801.
22. Lastowiecki R. et al. // Acta Phys. Polon. Suppl. 2012. V. 5. P. 535.
23. Weissenborn S., Chatterjee D., Schaffner-Bielich J. // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 065802.
24. Faessler A., Buchmann A. J., Krivoruchenko M. I. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1576.
25. Bashkanov M. et al. (CELSIUS/WASA Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 052301.
26. Adlarson P. et al. (WASA-at-COSY Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 242302.
27. Adlarson P. et al. (WASA-at-COSY Collab.) // Phys. Lett. B. 2013. V. 721. P. 229.
28. Adlarson P. et al. (WASA-at-COSY Collab.) // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 055208.
29. Adlarson P. et al. (WASA-at-COSY Collab.) // Phys. Lett. B. 2015. V. 743. P. 325.
30. Bashkanov M. // Acta Phys. Polon. B. 2016. V. 47. P. 341.
31. Балдин А. М. и др. // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279. С. 602.
32. Шумовский А. С., Юкалов В. И. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 1274.
33. Mrowczynski St. // Phys. Lett. B. 1985. V. 152. P. 299.
34. Chizhov A. V. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 449. P. 660.
35. Криворученко М. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 5 (JETP Lett. 1987. V. 46. P. 3).
36. Kagiya S., Nakamura A., Omodaka T. // Z. Phys. C. 1992. V. 56. P. 557.
37. Faessler A. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 391. P. 255.
38. Faessler A. et al. // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 791.
39. Faessler A., Buchmann A. J., Krivoruchenko M. I. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1458.
40. Yukalov V. I., Yukalova E. P. // Physica A. 1997. V. 243. P. 382.
41. Юкалов В. И., Юкалова Е. П. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. С. 89.

42. *Yukalov V. I.* // *Laser Phys.* 1998. V. 8. P. 1249.
43. *Kennedy R., Wilets L., Henley E. M.* // *Phys. Rev.* 1964. V. 133. P. B1131.
44. *Duguet T.* // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 054317.
45. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Статистическая физика. Ч. 2: Теория конденсированного состояния. Т. IX: Теоретическая физика. М.: Наука, 1978.
46. *Schulze H.-J.* Pairing Gaps in Neutron Stars. Talk given at the Conf. "The Neutron Star Crust and Surface", Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia, June 25–29, 2007.
47. *Krivoruchenko M. I.* // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 015206.
48. *Элиашберг Г. М.* // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 38. С. 966 (*Eliashberg G. M.* // *Sov. Phys. JETP.* 1960. V. 11. P. 696).

Получено 2 июля 2016 г.