

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Б. П. КОНСТАНТИНОВА»

На правах рукописи

УДК 539.1

Крышень Евгений Леонидович

**Исследование уравнения состояния
ядерной материи при больших плотностях**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2012

Работа выполнена в *Отделении физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова.*

Научный руководитель: *доктор физико-математических наук,
профессор*

Бирбраир Борис Львович.

Официальные оппоненты: *доктор физико-математических наук
Рыскин Михаил Григорьевич,
доктор физико-математических наук,
профессор*

Савушкин Лев Николаевич.

Ведущая организация: *Физический факультет Санкт-Петербургского государственного университета*

Защита состоится «_____» _____ 2012 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.115.01 при *Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова*, расположенном по адресу: *188300, г. Гатчина Ленинградской области, Орлова роща.*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *Петербургского института ядерной физики.*

Автореферат разослан «_____» _____ 2012 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Митропольский И. А.

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Проблема изучения свойств ядерной материи при больших плотностях, будучи поначалу почти умозрительной, стала чрезвычайно актуальной благодаря открытию нейтронных звезд. Решение этой проблемы в рамках квантовой хромодинамики (КХД), фундаментальной теории сильных взаимодействий связано с большим количеством трудностей в первую очередь из-за большой константы связи, проблемы конфайнмента и невозможности использования теории возмущений на масштабах ядерных явлений. В связи с этим для исследования уравнения состояния ядерной материи при больших плотностях обычно используются различные феноменологические предположения и методы, среди которых наибольшей популярностью пользуется метод Хартри–Фока–Бракнера (HFВ) и приближение релятивистского среднего поля (RMF).

Приближение RMF основано на квантово-полевой модели мезонного обмена. В этом приближении традиционно используются эффективные мезон-нуклонные константы связи, которые определяются из наблюдаемых свойств ядерной материи и значительно отличаются от пустотных констант, извлеченных из экспериментальных данных по нуклон-нуклонному рассеянию и из свойств дейтона. Это означает, что парное взаимодействие между нуклонами существенно зависит от плотности, что можно учесть путем введения многочастичных сил. В связи с этим в работе предложена модификация метода релятивистского среднего поля, в которой вместо эффективных используются пустотные константы связи, а феноменологические параметры многочастичных сил определяются из наблюдаемых характеристик ядерной материи: равновесной плотности $n_0 = 0.16 \text{ Фм}^{-3}$, энергии связи на нуклон $B_0 = 17.035 \text{ МэВ}$, энергии симметрии $S = 31.45 \text{ МэВ}$ и сжимаемости K . Первые три характеристики известны с достаточно хорошей точностью: n_0 измерена в экспериментах по рассеянию электронов и протонов на ядрах, а B_0 и S получены из наблюдаемого спектра масс ядер. С другой стороны, для определения сжимаемости не существует прямых экспериментальных методов. Для этой цели обычно используются энергии возбуждения гигантских монопольных резонансов, модель Майерса–Святецкого [1] и эксперименты по столкновению тяжелых ионов. Все перечисленные методы приводят к значе-

нию $K = 234$ МэВ, которое считается общепринятым в настоящее время. Тем не менее, как показано в работе, каждый из перечисленных методов имеет свои слабые стороны, поэтому полученные результаты исследованы в зависимости от параметра сжимаемости.

Для тестирования моделей ядерной материи при больших плотностях обычно вычисляют спектр масс нейтронных звезд. Сравнение расчетной максимальной массы нейтронных звезд с максимальной измеренной массой служит прекрасной проверкой теории. Наиболее точно массы измерены для систем двойных нейтронных звезд: максимальное значение соответствует одной из нейтронных звезд в знаменитом пульсаре Халса–Тейлора PSR B1913+16 и составляет $(1.4414 \pm 0.0002)M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса солнца [2]. Значительно большие, но в то же время и менее надежные значения масс были получены для систем «белый карлик — нейтронная звезда». Так, в 2010 году были опубликованы результаты измерений для пульсара J1614-2230, масса которого оказалась равной $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$ [3], что поставило под сомнение большинство теоретических моделей, предсказывающих появление гиперонной или каонной фаз при больших плотностях.

Максимальная расчетная масса нейтронных звезд сильно зависит от гиперонного состава при большой плотности и от свойств гиперонов в среде. Основная информация о свойствах гиперонов в ядерной материи исходит из экспериментов с гиперядрами. Извлеченные из этих экспериментов потенциалы гиперон-нуклонного взаимодействия обычно используются для определения эффективных мезон-гиперонных констант связи в приближении RMF. С другой стороны, пустотные потенциалы, извлеченные из экспериментов по гиперон-нуклонному рассеянию, используются для изучения свойств гиперонов в ядерной материи в рамках подхода HFV и киральной теории возмущений. К сожалению, скудные экспериментальные данные приводят к большим неопределенностям в результатах.

Наконец, для изучения свойств гиперонов в среде можно воспользоваться методом правил сумм КХД, который был изначально предложен для расчета спектра масс мезонов [4] и позже обобщен в работе [5] на случай нуклонов в ядерной материи. В отличие от традиционных методов ядерной физики, в этом подходе не используются феноменологические параметры, а собственные энергии адронов выражаются в терминах конденсатов, зависимость от

плотности которых можно вычислить из наблюдаемых модели независимым способом. Поэтому рассмотренный в работе вопрос о свойствах гиперонов в симметричной и несимметричной ядерной материи в подходе правил сумм представляется особенно актуальным.

Цель диссертационной работы

Основной целью данной работы является получение уравнения состояния ядерной материи при больших плотностях, а также определение собственных энергий гиперонов в подходе правил сумм КХД.

Научная новизна и практическая значимость

Традиционно в методе релятивистского среднего поля используются эффективные мезон-нуклонные константы связи, определяемые из наблюдаемых свойств ядерной материи. В работе предложена модель, в которой вместо эффективных используются пустотные мезон-нуклонные константы связи, а наблюдаемые характеристики ядерной материи используются для определения параметров многочастичных сил. В рамках этой модели предложен метод определения нижнего предела сжимаемости ядерной материи из ограничения на максимальную расчетную массу нейтронной звезды, которая не может быть меньше наблюдаемых масс большинства нейтронных звезд. Предложенная модель может быть использована для исследования уравнения состояния плотной барионной материи в корках нейтронных звезд, а также в столкновениях тяжелых ионов, эксперименты с которыми планируются на ускорителях SIS-100 и SIS-300 проекта FAIR (Дармштадт, Германия). Модель можно также использовать для изучения микроскопических свойств ядер.

Подход правил сумм КХД, изначально предложенный в работе [5] для изучения свойств нуклонов в ядерной материи, обобщен на случай барионного октета, при этом предложен новый приближенный метод расчетов. В подходе правил сумм свойства гиперонов впервые рассмотрены как в симметричной, так и в асимметричной ядерной материи. Показано, что полученные результаты существенно зависят от значения скалярного кваркового конденсата. Показано также, что собственные энергии в барионном октете удовлетворяют соотношениям, аналогичным массовым формулам Гелл-Манна–Окубо, в линейном приближении нарушения $SU(3)$ -симметрии. Свойства Ξ -гиперона в ядерной материи рассматриваются впервые. Предложен новый способ определения мезон-гиперонных констант связи из правил сумм.

Предложенный формализм можно использовать для определения собственных энергий гиперонов в асимметричной ядерной материи, а также расширить на случай среды, состоящей из произвольного набора барионов, что важно для расчетов уравнения состояния нейтронных звезд. Для улучшения точности метода можно также включить вклады конденсатов более высокой размерности, радиационные поправки, а также нелинейные по плотности члены. Полученные приближенные соотношения, аналогичные массовым формулам Гелл-Манна–Окубо, можно использовать для определения собственных энергий Ξ -гиперона из измеренных характеристик N -, Σ - и Λ -барионов.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

- Предложена модель релятивистского среднего поля с пустотными константами связи мезон-нуклонных взаимодействий, в которой многочастичные силы и корреляции учитываются феноменологически, путем введения нелинейностей мезонных полей в изоскалярные каналы, а также путем прямого введения многочастичных сил в скаляр-изовекторном или в вектор-изовекторном каналах. Показано, что параметры модели однозначно определяются из наблюдаемых глобальных характеристик ядерной материи.
- В рамках разработанной модели релятивистского среднего поля рассчитан спектр масс и радиусов нейтронных звезд, исследована зависимость максимальной массы нейтронных звезд от сжимаемости ядерной материи и от выбора пустотных констант. Предложен метод ограничения сжимаемости из наблюдаемых масс нейтронных звезд.
- Эффективные массы и векторные собственные энергии N -, Λ -, Σ - и Ξ -барионов выражены в терминах нескольких конденсатов низшей размерности в рамках подхода правил сумм КХД. Показано, что собственные энергии барионов удовлетворяют соотношениям, аналогичным массовым формулам Гелл-Манна–Окубо. Предложен способ определения мезон-гиперонных констант связи из правил сумм.

Апробация работы

Результаты исследований, включенных в диссертацию, докладывались на VIII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и уско-

рителям (Харьков, Украина, 2010 г.); на конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада «ФизикА.СПб» (Санкт-Петербург, Россия, 2010 г.); на научных семинарах ПИЯФ и СПбГУ.

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 5 печатных работах, из них 3 статьи в рецензируемых журналах [A1, A2, A3] и 2 тезиса докладов [A4, A5].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка используемой литературы. Объем диссертации составляет 105 страниц и включает 14 рисунков и 11 таблиц. Список литературы содержит 112 наименований.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе разработан формализм модели релятивистского среднего поля, основанной на использовании пустотных сил двухчастичного нуклон-нуклонного взаимодействия. Плотность функции Лагранжа в предложенной модели можно записать в виде

$$\mathcal{L} = \sum_N \bar{N} (\gamma_0(q_0 - g_\omega\omega - s_{\rho N}g_\rho\rho) - \boldsymbol{\gamma}\mathbf{q} - m + g_\sigma\sigma + s_{\delta N}g_\delta\delta) N + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega^2 + \frac{1}{4}\lambda_\omega\omega^4 - \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{3}\lambda_3\sigma^3 - \frac{1}{4}\lambda_4\sigma^4 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho^2 - \frac{1}{2}m_\delta^2\delta^2. \quad (1)$$

Здесь N — протон (p) или нейтрон (n), m — масса нуклона. В выражение (1) входят поля скаляр-изоскалярного σ -мезона, вектор-изоскалярного ω -мезона, вектор-изоскалярного δ -мезона и вектор-изовекторного ρ -мезона, и используются пустотные константы связи мезонов с нуклонами $g_{\omega N}$, $g_{\sigma N}$, $g_{\rho N}$ и $g_{\delta N}$, определенные для четырех версий Боннского потенциала [6, 7]. В работе показано, что параметры нелинейности скалярных σ - и ω -мезонных полей λ_ω , λ_3 и λ_4 , ответственные за изменение нуклон-нуклонных сил с ростом плотности, однозначно определяются из известных значений сжимаемости K и энергии связи на нуклон B_0 при равновесной плотности ядерной материи n_0 .

В первой главе также показано, что в модели релятивистского среднего

поля с пустотными двухчастичными силами наблюдаемое значение энергии симметрии можно получить только путем учета многочастичных сил в изо-векторном секторе. В связи с этим рассмотрено два варианта феноменологического введения многочастичных сил в лагранжиан предложенной модели:

$$\mathcal{L}_{\text{stiff}} = \mathcal{L}_0 + \xi n_\omega^2 n_\rho^2 - \sum_N \bar{N} \gamma_0 (\xi s_{\omega N} n_\omega n_\rho^2 + \xi s_{\rho N} n_\rho n_\omega^2) N, \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{soft}} = \mathcal{L}_0 + \frac{1}{2} \alpha n_\sigma n_\delta^2 - \sum_N \bar{N} \left(\frac{1}{2} \alpha s_{\sigma N} n_\delta^2 + \alpha s_{\delta N} n_\sigma n_\delta \right) N. \quad (3)$$

В этих выражениях введены обозначения

$$n_\omega = \sum_N s_{\omega N} \langle \bar{N} \gamma_0 N \rangle, \quad n_\sigma = \sum_N s_{\sigma N} \langle \bar{N} N \rangle, \quad s_{\omega N} = s_{\sigma N} = \nu_{dN} + \nu_{uN}, \quad (4)$$

$$n_\rho = \sum_N s_{\rho N} \langle \bar{N} \gamma_0 N \rangle, \quad n_\delta = \sum_N s_{\delta N} \langle \bar{N} N \rangle, \quad s_{\rho N} = s_{\delta N} = \nu_{dN} - \nu_{uN}, \quad (5)$$

где ν_{dN} и ν_{uN} — число d - и u -кварков в нуклоне N соответственно. Значения параметров ξ в жестком («stiff») или α в мягком («soft») вариантах однозначно определяются по известной энергии симметрии при равновесной плотности $S \approx 32$ МэВ. Значения параметров λ_ω , λ_3 и λ_4 , α и ξ , полученные для различных версий Боннского потенциала и значений сжимаемости K , представлены в таблице. Из таблицы видно, что во всех случаях полученные параметры нелинейности приводят к вполне приемлемым величинам эффективной массы нуклона.

Результаты первой главы опубликованы в работах [A1, A2].

Таблица

Параметры модели

	МНЕ		Bonn A		Bonn B		Bonn C	
	234	300	234	300	234	300	234	300
K , МэВ	234	300	234	300	234	300	234	300
λ_3 , Φ_M^{-1}	-20.31	-13.94	-22.53	-15.91	-28.18	-20.98	-36.54	-28.46
λ_4	297.66	168.50	315.09	181.95	358.85	215.76	421.24	264.14
λ_ω	875.57	398.29	935.94	432.41	1099.36	524.27	1367.93	673.80
ξ , Φ_M^9	14.47	13.73	16.49	15.75	21.84	21.07	27.56	26.76
α , Φ_M^5	2.77	2.67	3.16	3.06	4.17	4.08	5.25	5.17
m^*/m	0.726	0.696	0.728	0.699	0.735	0.706	0.743	0.715

Во второй главе разработанная модель релятивистского среднего поля расширена на случай ядерной материи нейтронных звезд с учетом возможного появления гиперонов Λ , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^0 , константы связи которых были получены из правил кваркового счета. Кроме того, в плотность функции

Лагранжа были добавлены лептоны, а также поля мезонов f_0 и ϕ , ответственных за гиперон-гиперонные взаимодействия в скалярном и векторном каналах соответственно. Равновесные концентрации барионов и лептонов, полученные из условий β -стабильности и электронейтральности ядерной материи, для потенциала МНЕ и сжимаемости 234 МэВ в жесткой версии учета многочастичных сил представлены на рис. 1.

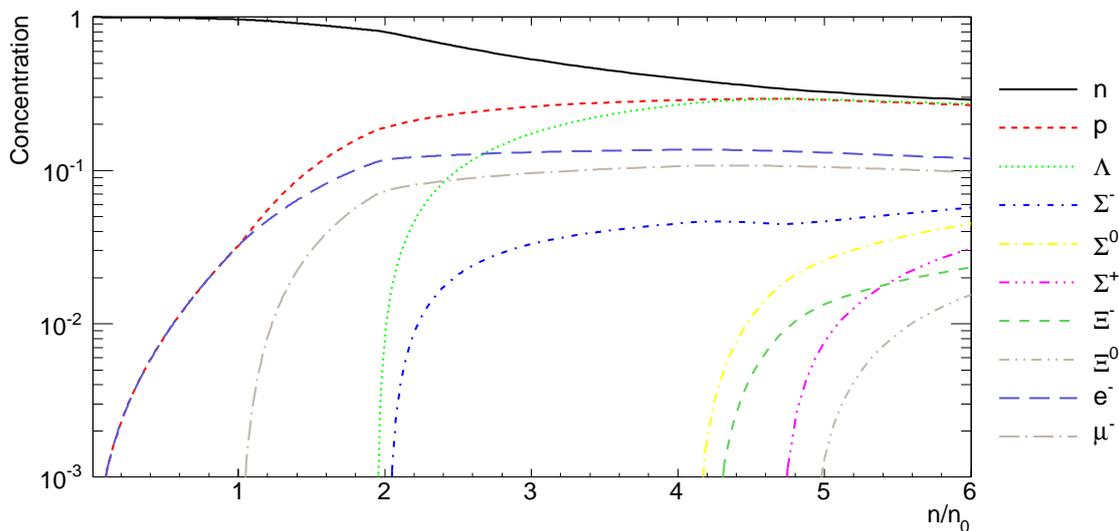


Рис. 1. Концентрации барионов и лептонов в зависимости от плотности

Уравнение состояния звездной материи $P(\mathcal{E})$ было получено из рассчитанной зависимости плотности энергии \mathcal{E} и давления P от барионной плотности n . Результаты расчетов с потенциалом МНЕ при $K = 234$ и 300 МэВ показаны на рис. 2.

Спектры масс и радиусов нейтронных звезд были вычислены из рассчитанной зависимости $P(\mathcal{E})$ путем решения уравнений Толмена–Оппенгеймера–Волкова. На рис. 3 представлена полученная зависимость массы от радиуса в сравнении с результатами других подходов.

В разработанной модели максимальная масса оказывается однозначной функцией сжимаемости ядерной материи, используемой для определения параметров. Зависимости максимальной массы нейтронных звезд от сжимаемости ядерной материи представлены на рис. 4 для обоих вариантов многочастичных сил и четырех версий Боннского потенциала. На рисунке также представлены экспериментальные значения масс наиболее массивных нейтронных звезд. Как видно из рисунка, в жестком варианте многочастичных сил в случае потенциала МНЕ уравнения состояния со сжимаемостью меньше 270 МэВ

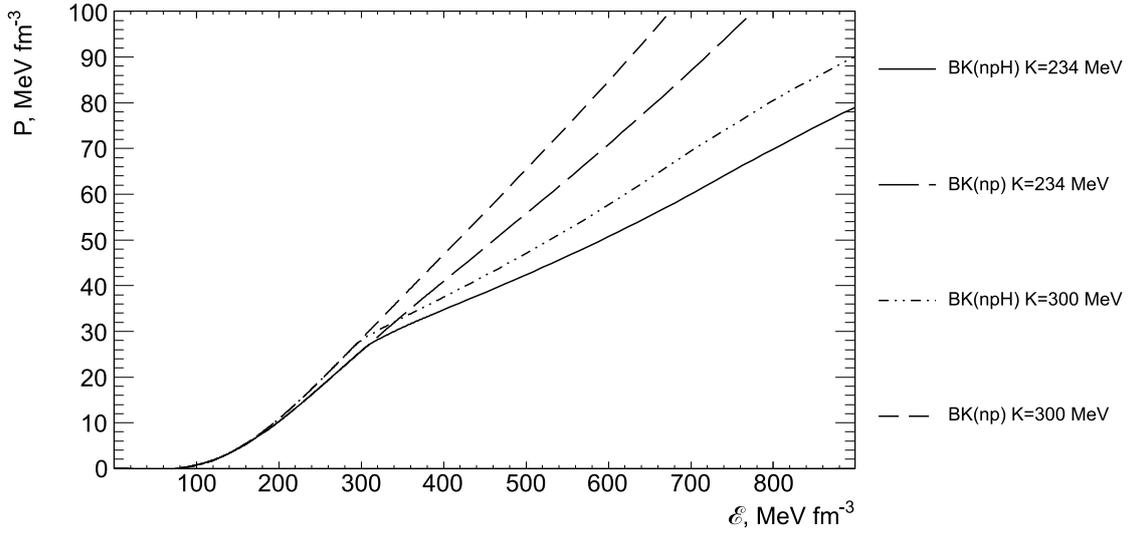


Рис. 2. Уравнения состояния для потенциала МНЕ при сжимаемости $K = 234$ и 300 МэВ в жесткой версии многочастичных сил с учетом и без учета гиперонной фазы (кривые «BK(npH)» и «BK(np)» соответственно)

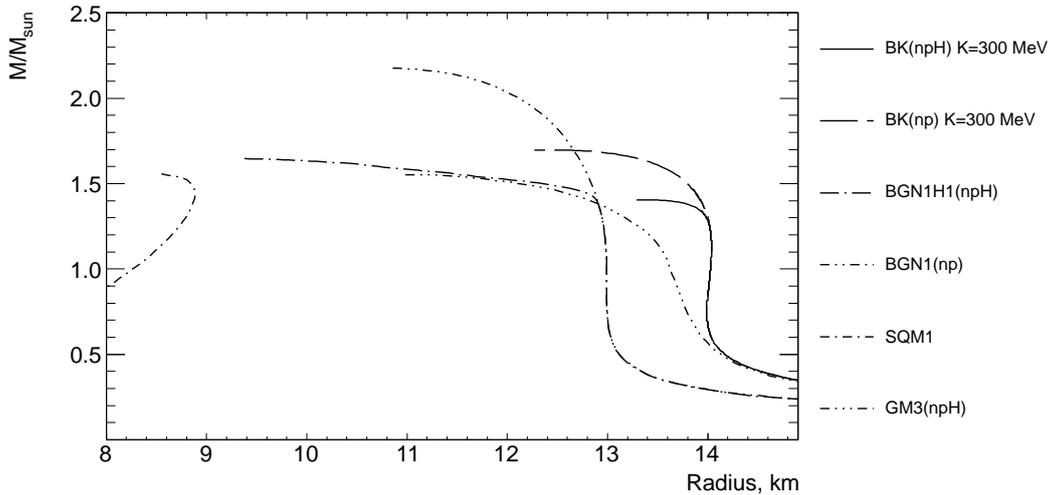


Рис. 3. Спектр масс и радиусов нейтронных звезд в случае потенциала МНЕ и жесткого варианта многочастичных сил для сжимаемости 300 МэВ в сравнении с результатами других моделей

не позволяют описать наблюдаемые значения масс нейтронных звезд, а использование других потенциалов или мягкого варианта многочастичных сил дает еще более жесткие ограничения на сжимаемость.

В заключение также рассмотрена возможность существования в корках нейтронных звезд конденсата K^- -мезонов, зависимость эффективной массы которых от барионной плотности была взята из киральной теории возмущений [8]. Показано, что уже при барионной плотности $n_c \approx 2.7n_0$ электронный химпотенциал становится равным эффективной массе K^- -мезона, а при

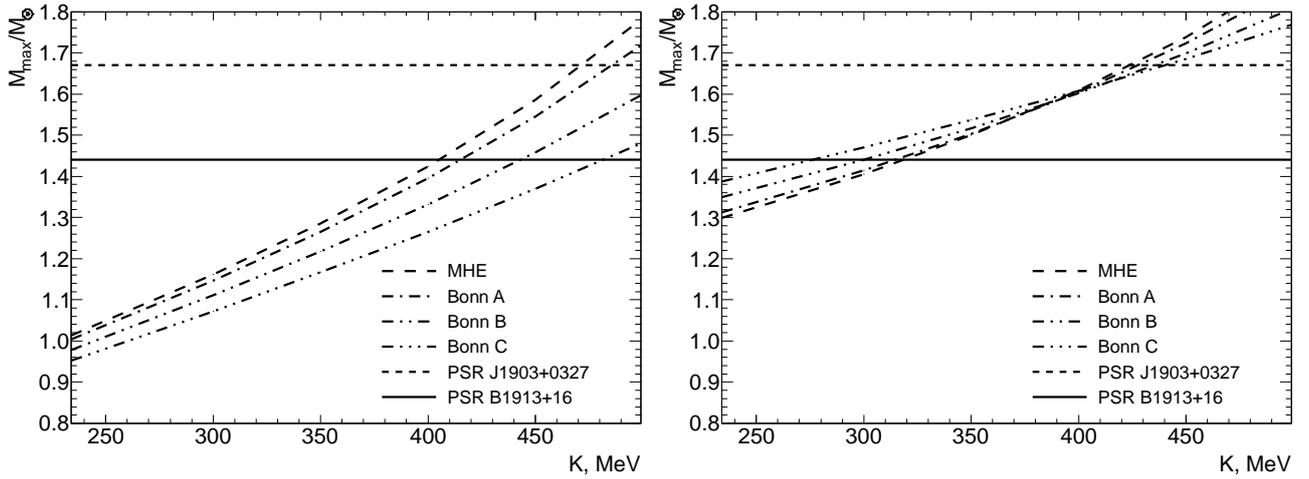


Рис. 4. Зависимость максимальной массы нейтронных звезд от значения сжимаемости ядерной материи для четырех вариантов Боннского потенциала [6, 7] в случае мягкой (слева) и жесткой (справа) версии введения многочастичных сил

$n > n_c$ в нейтронной звезде происходит быстрый рост концентрации каонного конденсата, что приводит к появлению области неустойчивости $dP/d\mathcal{E} < 0$ в соответствии со сценарием, описанным в работе [8].

Результаты второй главы опубликованы в работах [A1, A2].

Третья глава посвящена расчету собственных энергий гиперонов в рамках подхода правил сумм КХД. В начале главы приведен обзор метода правил сумм для гиперонов в вакууме. Во втором разделе главы правила сумм в среде, предложенные в работе [5], обобщаются на случай барионного октета. Правила сумм для бариона B в среде основаны на дисперсионном соотношении для соответствующей корреляционной функции $\Pi_{Bm}(q, s)$ трехкваркового тока с импульсом q :

$$\Pi_{Bm}(q, s) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\text{Im} \Pi_{Bm}(k, s)}{k^2 - q^2} dk^2. \quad (6)$$

По аналогии с работой [5], спектр функции $\Pi_{Bm}(q, s)$ рассмотрен при фиксированном значении $s = (p + q)^2$, где p — средний импульс нуклонов в среде.

Правая часть уравнения (6) рассматривается в феноменологической модели «полюс+континуум», в которой все сингулярности по k^2 , кроме низшего полюса, аппроксимируются континуумом с порогом W_{Bm} , а барионный пропагатор в среде записывается в виде

$$G_B \sim \frac{\hat{q} - \hat{p}\Sigma_B^V/m + m_B^*}{q^2 - m_{Bm}^2}, \quad (7)$$

где m_{Bm} — положение барионного полюса в среде, а Σ_B^V и m_B^* — векторная собственная энергия и эффективная масса бариона [5].

В подходе правил сумм левую часть уравнения (6) рассматривают при больших отрицательных q^2 и обычно аппроксимируют несколькими членами операторного разложения, содержащими конденсаты кварковых и глюонных полей. В диссертационной работе были учтены только конденсаты низшей размерности: векторный и скалярный кварковые конденсаты и глюонный конденсат. Векторный кварковый конденсат является линейной функцией плотности и в системе покоя ядерной материи может быть выражен как $\langle M|\bar{q}_i\gamma_\mu q_i|M\rangle = \delta_{\mu 0}v_i n$, где $v_i = \sum_B \nu_B^i c_B$, ν_B^i — число валентных кварков аромата i в барионе B , c_B — концентрация бариона B в ядерной материи [5]. Скалярный кварковый конденсат также был рассмотрен в газовом приближении: $\langle M|\bar{q}_i q_i|M\rangle \approx \langle 0|\bar{q}_i q_i|0\rangle + \kappa_i n$, где $\kappa_i = \sum_B \langle B|\bar{q}_i q_i|B\rangle c_B$. Значение симметричной комбинации конденсатов легких кварков $\kappa = \langle N|\bar{u}u - \bar{d}d|N\rangle$ напрямую связано с пион-нуклонным сигма-членом $\sigma_{\pi N}$ [9] и варьируется от $\kappa \approx 8$ для общепринятого значения $\sigma_{\pi N} \approx 45$ МэВ до $\kappa \approx 11$ для недавних результатов $\sigma_{\pi N} \approx 60$ МэВ. Для антисимметричной комбинации $\zeta = \langle p|\bar{u}u - \bar{d}d|p\rangle$ в работе используется значение $\zeta = 0.54$, полученное в пертурбативной киральной кварковой модели (PCQM) [10]. Скалярный конденсат странных кварков $\kappa_p^s = \langle p|\bar{s}s|p\rangle$ связан с параметром содержания странных кварков в нуклоне $y = 2\kappa_p^s/\kappa$, значение которого оказывается сильно скоррелированным со значением $\sigma_{\pi N}$ -члена. В работе использовалось значение $y = 0.08$, полученное в PCQM. Глюонный конденсат также был рассмотрен в газовом приближении: $\langle M|\frac{\alpha_s}{\pi}G^2|M\rangle \approx g_0 + gn$, где $g_0 = \langle 0|\frac{\alpha_s}{\pi}G^2|0\rangle$, а $g = \langle N|\frac{\alpha_s}{\pi}G^2|N\rangle$. В работе использовалось значение $g = -\frac{8}{9}m$, полученное в киральном $SU(3)$ -пределе.

Функцию $\Pi_{Bm}(q, s)$ в среде можно представить в виде суммы вкладов трех структур: $\Pi_{Bm}(q, s) = \hat{q}\Pi_{Bm}^q(q^2, s) + I\Pi_{Bm}^I(q^2, s) + \frac{\hat{p}}{m}\Pi_{Bm}^p(q^2, s)$, для каждой из которых должны выполняться дисперсионные соотношения (6). При этом к левой и правой частям дисперсионных соотношений применяется преобразование Бореля, которое преобразует функцию от $|q^2|$ в функцию борелевской массы M [4]. Правила сумм для барионов обычно рассматриваются в определенном интервале: $0.8 \text{ ГэВ}^2 < M^2 < 1.4 \text{ ГэВ}^2$, а неизвестные значения m_B^* , Σ_B^V и W_{Bm}^2 находятся численно путем минимизации разницы левой и правой частей дисперсионных соотношений на этом интервале. В диссертаци-

онной работе предложен приближенный метод расчетов, в котором значения порогов континуума W_{Bm} принимаются равными вакуумным значениям. В этом приближении эффективные массы и векторные собственные энергии барионов можно записать в явном виде:

$$\bar{m}_B^* = \frac{\bar{m}_B + \bar{\mathcal{F}}_B^I}{1 + \bar{\mathcal{F}}_B^q}, \quad \bar{\Sigma}_V = -\frac{\bar{\mathcal{F}}_B^p}{1 + \bar{\mathcal{F}}_B^q}, \quad (8)$$

где функции $\bar{\mathcal{F}}_B^l$ были выражены через конденсаты низшей размерности:

$$\bar{\mathcal{F}}_B^q = (\bar{A}_B^g g + \bar{A}_B^v \sum_i a_{vB}^i v_i + m_s \bar{A}_B^\kappa \sum_i a_{\kappa B}^i \kappa_i) n, \quad (9)$$

$$\bar{\mathcal{F}}_B^I = (\bar{B}_B^\kappa \sum_i b_{\kappa B}^i \kappa_i + m_s \bar{B}_B^v \sum_i b_{vB}^i v_i) n, \quad (10)$$

$$\bar{\mathcal{F}}_B^p = (\bar{P}_B^v \sum_i p_{vB}^i v_i) n. \quad (11)$$

Здесь m_s — масса странного кварка; a_{vB}^i , $a_{\kappa B}^i$, $b_{\kappa B}^i$, b_{vB}^i и p_{vB}^i — определенные численные коэффициенты, разные для каждого бариона; индекс i отвечает за аромат соответствующего кваркового конденсата и принимает значения u , d или s . В выражения для $\bar{\mathcal{F}}_B^l$ также входят функции A_B^g , A_B^κ , A_B^v , B_B^κ , B_B^v и P_B^v , зависящие от M^2 и W_{Bm}^2 и имеющие общий вид для всех членов барионного октета. Верхняя черта над этими функциями обозначает усреднение в выбранном диапазоне по M^2 при вакуумном значении порога континуума.

В диссертационной работе показано, что в изоспин-симметричной ядерной материи полученные выражения для эффективных масс и векторных собственных энергий барионов удовлетворяют соотношениям, аналогичным массовой формуле Гелл-Манна–Окубо:

$$2(m_N^* + m_\Xi^*) = m_\Sigma^* + 3m_\Lambda^*, \quad (12)$$

$$2(\Sigma_N^V + \Sigma_\Xi^V) = \Sigma_\Sigma^V + 3\Sigma_\Lambda^V. \quad (13)$$

Эти соотношения верны с точностью до членов линейных по m_s , κ_s или v_s в приближении, где пороги континуума одинаковы для всех барионов.

Полученная зависимость эффективных масс и векторных собственных энергий от плотности в симметричной ядерной материи показана на рис. 5. Можно отметить, что отношения m_B^*/m_B для N -, Λ - и Ξ -гиперонов ведут себя практически одинаково и достигают примерно 0.8 при равновесной плотности, в то время как эффективная масса Σ -гиперона растет с ростом плотности. Изменение эффективных масс барионов в зависимости от параметров κ

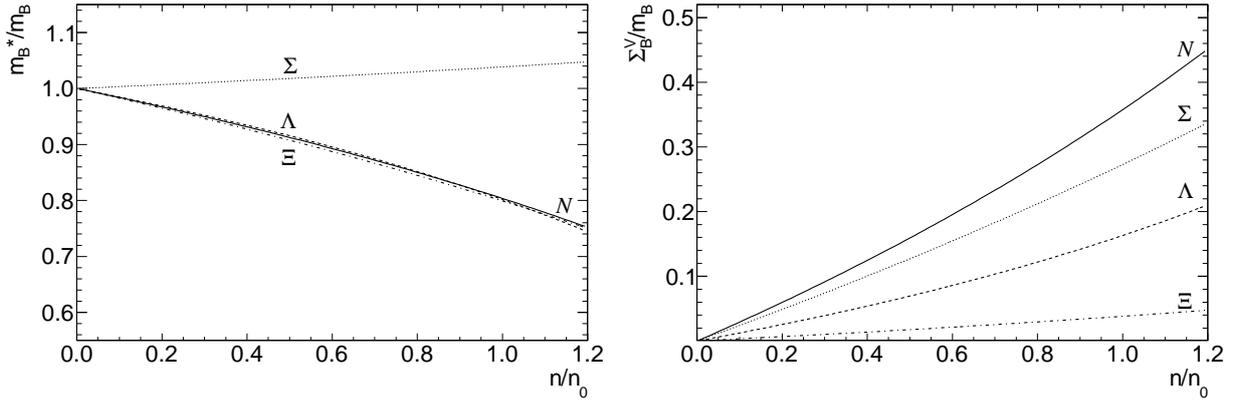


Рис. 5. Зависимость эффективной массы m_B^* (слева) и векторной собственной энергии Σ_B^V (справа) в симметричной ядерной материи для значений $\kappa = 8$ и $y = 0.08$

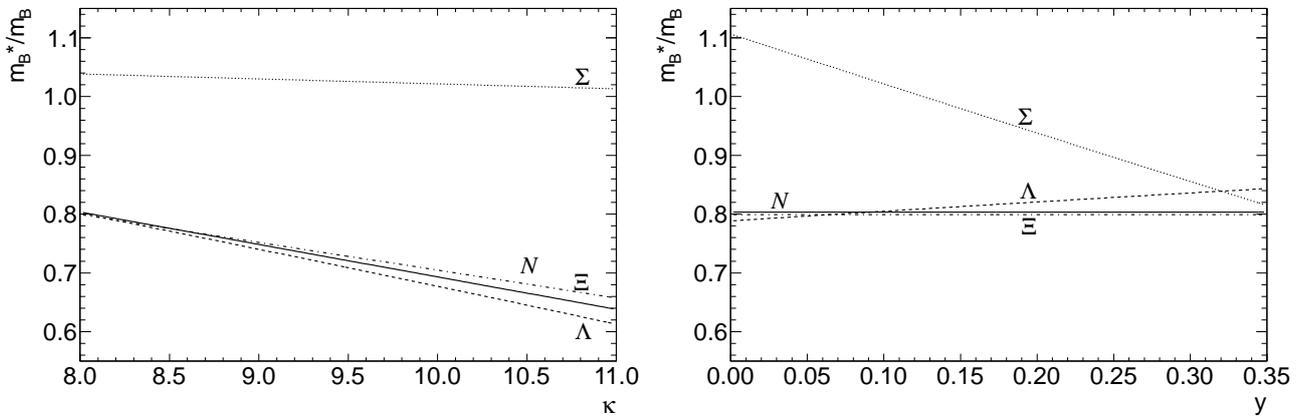


Рис. 6. Эффективные массы барионов как функции параметров κ (слева) и y (справа) при равновесной плотности

и y при равновесной плотности проиллюстрировано на рис. 6. Как видно из рисунка, отношения m_B^*/m_B слабо зависят от y , но сильно падают с 0.8 до ~ 0.65 при варьировании параметра κ в пределах от 8 до 11, а эффективная масса Σ -гиперона, наоборот, имеет только незначительную зависимость от κ и сильно зависит от y из-за обнуления вклада конденсатов легких кварков.

Относительный наклон зависимости векторной собственной энергии Σ_B^V от плотности в основном определяется суммой коэффициентов $p_{vB}^u + p_{vB}^d$ в числителе выражения (11), равной $1 : \frac{11}{24} : \frac{7}{8} : \frac{1}{8}$ для N , Λ , Σ и Ξ соответственно, в отличие от предсказания $1 : \frac{2}{3} : \frac{2}{3} : \frac{1}{3}$ в наивной кварковой модели. Зависимость векторной собственной энергии от параметров κ и y оказывается незначительной, так как она возникает только в знаменателе уравнения (8), в членах, пропорциональных m_s .

В диссертационной работе также рассмотрен эффект расщепления соб-

ственных энергий барионов в асимметричной ядерной материи. С учетом конденсатов низшей размерности в нейтронной материи возникают следующие соотношения эффективных масс: $m_n^* > m_p^*$, $m_{\Sigma^-}^* > m_{\Sigma^0}^* > m_{\Sigma^+}^*$ и $m_{\Xi^-}^* > m_{\Xi^0}^*$. Численно расщепление в нейтронной материи при равновесной плотности составляет примерно 6 %, 7 % и 4 % соответствующих масс N -, Σ - и Ξ -барионов. Расщепление векторных собственных энергий при равновесной плотности составляет примерно 170, 260 и 40 МэВ для N , Σ и Ξ соответственно, в согласии с приближенным соотношением 6 : 7 : 1 и в отличие от соотношения 1 : 2 : 1 в наивной кварковой модели.

В конце главы рассмотрен способ извлечения мезон-гиперонных констант связи из правил сумм, а также проведено сравнение с результатами экспериментов и других теоретических подходов.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [A3].

В заключении перечислены основные результаты работы и обсуждаются возможности дальнейшего изучения свойств ядерной материи в рамках правил сумм КХД.

Список публикаций

- A1. Бирбраир Б. Л., Крышень Е. Л. Ядерная материя в модели релятивистского среднего поля с пустотными нуклон-нуклонными силами // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1092–1102.
- A2. Бирбраир Б. Л., Крышень Е. Л. Сжимаемость ядерной материи и нейтронные звезды // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1597–1601.
- A3. Kryshen E. L. QCD sum rules for the baryon octet in nuclear matter // Phys. Rev. C. 2011. Vol. 84. P. 055205:1–13.
- A4. Крышень Е. Л., Бирбраир Б. Л. Сжимаемость ядерной материи и нейтронные звезды // Тезисы докладов VIII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. Харьков: Издательство ННЦ ХФТИ, 2010. С. 48.
- A5. Крышень Е. Л., Бирбраир Б. Л. Сжимаемость ядерной материи и нейтронные звезды // Тезисы докладов конференции по физике и астроно-

мии «ФизикА.СПб». СПб.: Издательство Политехнического университета, 2010. С. 47–48.

Цитированная литература

1. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* Nuclear equation of state // *Phys. Rev. C.* 1998. Vol. 57. P. 3020–3025.
2. *Lattimer J., Prakash M.* Neutron star observations: prognosis for equation of state constraints // *Phys. Rep.* 2007. Vol. 442. P. 109–165.
3. *Demorest P. et al.* Shapiro delay measurement of a two solar mass neutron star // *Nature.* 2010. Vol. 467. P. 1081–1083.
4. *Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* QCD and resonance physics. theoretical foundations // *Nucl. Phys. B.* 1979. Vol. 147. P. 385–447.
5. *Друкарев Е. Г., Левин Е. М.* Правила сумм КХД и ядерная материя // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 307–310.
6. *Machleidt R., Holinde K., Elster C.* The Bonn meson exchange model for the nucleon–nucleon Interaction // *Phys. Rep.* 1987. Vol. 149. P. 1–89.
7. *Machleidt R.* The Meson theory of nuclear forces and nuclear structure // *Adv. Nucl. Phys.* 1989. Vol. 19. P. 189–376.
8. *Brown G., Lee C., Rho M.* Recent developments on kaon condensation and its astrophysical implications // *Phys. Rep.* 2008. Vol. 462. P. 1–20.
9. *Gasser J., Leutwyler H., Sainio M. E.* Sigma-term update // *Phys. Lett. B.* 1991. Vol. 253. P. 252–259.
10. *Lyubovitskij V. E., Gutsche T., Faessler A.* Electromagnetic structure of the nucleon in the perturbative chiral quark model // *Phys. Rev. C.* 2001. Vol. 64. P. 065203:1–16.