

ФУНКЦИОНАЛ ФАЯНСА. ОГРАНИЧЕНИЯ ИЗ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

© 2023 г. И. Н. Борзов^{1),2)*}, С. В. Толоконников^{1),3)}

Поступила в редакцию 06.12.2022 г.; после доработки 06.12.2022 г.; принята к публикации 06.12.2022 г.

Выполнен вариационный анализ функционала плотности энергии Фаянса с учетом ранее не использованного изовекторного параметра h_2^- в объемной части функционала. Сохранено качество предыдущего фита к ядерным плотностям, массам ядер, одночастичным уровням и зарядовым радиусам с дополнительным условием описания энергии гигантского дипольного резонанса в ядре ^{208}Pb . Определено влияние вариации изовекторного параметра h_2^- на уравнения состояния (EOS) бесконечной симметричной ядерной материи (SNM) и чистой нейтронной материи (PNM). Исследована плотностная зависимость энергии симметрии $S(\rho)$ и ее производной $L(\rho)$. Установлен диапазон параметра h_2^- , согласующийся с оценкой параметров уравнения состояния SNM — энергии симметрии $J = S(\rho_0)$ и ее производной $L_0 = L(\rho_0)$ при равновесной плотности ρ_0 . Она была получена ранее из совместного анализа величин “нейтронной шубы” ΔR_{np} ядер ^{208}Pb и ^{48}Ca из экспериментов PREX-II, CREX, результатов *ab initio* расчетов EOS и свойств основных состояний ядер, из астрофизических наблюдений и данных по обнаружению гравитационных волн от слияния двойных нейтронных звезд коллаборацией LIGO-Virgo в 2017 г.

DOI: 10.31857/S0044002723030066, EDN: RKQJDM

1. ВВЕДЕНИЕ

Уравнение состояния ядерной материи определяет свойства различных ядерных систем в широком диапазоне барионной плотности — от атомных ядер до нейтронных звезд. Размеры этих объектов различаются в огромном диапазоне, составляющем десятки порядков [1, 2]. Ядерное уравнение состояния (EOS) определяет функциональную зависимость нуклонной энергии на одну частицу (E/A) от полной барионной плотности $\rho = \rho_p + \rho_n$ и асимметрии $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho = 1 - 2Y_q$. Энергия, приходящаяся на один нуклон при плотности, близкой к равновесной ядерной плотности $\rho_0 = 0.164(7) \text{ фм}^{-3}$, и зарядовой (протонной) фракции $Y_q = \rho_p/\rho \simeq 1/2$ — для симметричной ядерной материи с $\delta = 0$ — определяется объемной компонентой ядерного функционала плотности. По мере увеличения нейтрон-протонной асимметрии (уменьшении доли протонов Y_q) энергия, приходящаяся на одну частицу, растет и достигает

максимума при $\delta = 0$ для чистой нейтронной материи (PNM).

Разложив $E(\rho, \delta)/A$ по параметру асимметрии δ^2 , можно показать, что различие между SNM- и PNM-системами определяется следующими параметрами: энергией симметрии $S(\rho) = E(\rho, 1)/N - E(\rho, 0)/A$ и ее производной $L(\rho) = 3\rho \partial S(\rho)/\partial \rho$ при равновесной плотности ρ_0 (ниже J , L_0 соответственно), содержащими основную информацию о зависимости E/A от барионной плотности. Энергия симметрии характеризует зависимость EOS от изовекторных потенциалов, имеющих противоположный знак для нейтронов и протонов и линейно зависящих от изоспиновой асимметрии δ .

При плотностях вблизи равновесной плотности ядерного насыщения ρ_0 и относительно больших фракциях протонов оценка значений параметров энергии симметрии J и наклона L_0 вблизи равновесной плотности ρ_0 дает важную информацию о реалистичном ядерном уравнении состояния, важном как для ядерной физики, так и для ядерной астрофизики. Однако неопределенность этих величин в настоящее время остается достаточно высокой.

Ограничения на параметры EOS могут быть извлечены из экспериментов на ускорителях редких изотопов (FRIB), использующих пучки радиоактивных нуклидов для измерения энергий пигмидных и гигантских дипольного и гамов-теллеровского

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

³⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: ibor48@mail.ru

резонансов и дипольной поляризуемости сильно нейтронно-избыточных ядер [3].

Для более высоких плотностей неопределенность в определении энергии симметрии еще выше. В этой области используют центральные ядроядерные столкновения при начальных энергиях порядка 300 А МэВ, в которых достижимы плотности до $2\rho_0$. В экспериментах с пучками редких изотопов ^{132}Sn , ^{124}Sn , ^{112}Sn , ^{108}Sn при 270 А МэВ на изотопически-обогащенных мишенях $^{112,124}\text{Sn}$ [4] из отношения экстраполированных спектров заряженных пионов получены также ограничения на L_0 и энергию симметрии J : $42 < L_0 < 117$, $32.5 < J < 38.1$ МэВ.

Для меньших зарядовых фракций $Y_q \sim 0.1$ и экстремально высоких плотностей ядерное EOS определяет динамику коллапсирующих сверхновых: критическую плотность, степень нейтронизации и результирующий состав выбрасываемого вещества, массу и радиус протонейтронной звезды, спектры эмиссии нейтрино и скорость охлаждения. Сильно нейтронно-избыточное ядерное вещество нейтронных звезд не может быть исследовано непосредственно в земных условиях. Нейтронные звезды — уникальная лаборатория для изучения суперплотной ядерной материи в экстремальных условиях. И здесь ядерная энергия симметрии влияет на фундаментальные свойства нейтронных звезд: прежде всего на соотношение масс и радиусов и моменты инерции. Однако неопределенности в конструировании EOS ядерной материи вблизи и выше плотности ядерного насыщения существенно сказываются на надежности моделирования коллапсирующих сверхновых и нейтронных звезд.

Необходимость в изучении ядерного уравнения состояния стала более актуальной после обнаружения гравитационных волн от слияния двойных нейтронных звезд коллаборацией LIGO-Virgo в 2017 г. [5] и идентификации этого процесса как возможного сценария г-процесса нуклеосинтеза.

В последнее время большие усилия были направлены на установление ограничений на параметры J , L вблизи плотности ядерного насыщения из нарушающего четность электронного рассеяния (Проекты PREX-II [6] и CREX [7]). Как известно, плотностная зависимость энергии симметрии и ее производной вблизи равновесной плотности ρ_0 коррелирует с величиной “нейтронной шубы” ΔRnp в результате конкуренции эффектов поверхностного натяжения и энергии симметрии. При “жесткой” зависимости S (большие L) избыточным нейтроном выгоднее быть у поверхности, где S меньше, чем в центре, соответственно “нейтронная шуба” ΔRnp становится “толще”.

В измерениях изотопических сдвигов ядер методами коллинеарной лазерной спектроскопии доступны только зарядовые, но не нейтронные радиусы. Нарушающее четность электронное рассеяние чувствительно к распределению нейтронной плотности, что открывает путь к прямому определению величины “нейтронной шубы” ΔRnp стабильных нейтронно-избыточных ядер. В масштабном эксперименте PREX-II [6] для дважды магического ядра ^{208}Pb была найдена величина $\Delta Rnp = 0.283 \pm 0.071$ фм, что соответствует параметру $L = 106 \pm 37$ МэВ, появились также результаты аналогичных измерений в ^{48}Ca [7].

В то же время в обзоре [8] были систематизированы ограничения на энергию симметрии и ее производную с использованием данных по массам ядер, результатов *ab initio* расчетов со взаимодействием N3LO в совокупности с величинами ΔRnp , извлеченными из экспериментов PREX-II, а также результаты по радиусам нейтронных звезд и данные по регистрации гравитационных волн. Анализ этих данных привел к значительно отличающейся оценке: $L = 59 \pm 16$ МэВ, $\Delta Rnp = 0.19 \pm 0.07$ фм.

Расчет параметров EOS с адаптивным функционалом плотности [9] и фитированием к энергиям связи, зарядовым радиусам и дипольной поляризуемости α_D ядра ^{208}Pb привел к близкой оценке: $L = 54 \pm 8$ МэВ, $\Delta Rnp = 0.19 \pm 0.02$ фм.

Непараметрический подход к EOS [10, 11] основан на модели гауссовских процессов, расчетах в киральной теории эффективного поля (χ EFT) и астрофизических ограничениях из масс тяжелых пульсаров и измерений LIGO/Virgo и NICER. Как и в работах [8, 9], была получена более низкая, чем в PREX-II, величина $\Delta Rnp = 0.17 \pm 0.004$ фм и соответствующие параметры $J = 33.0^{+2.0}_{-1.8}$ МэВ, $L_0 = 53^{+14}_{-15}$ МэВ (с учетом погрешности расчета: $J = 32.7^{+1.9}_{-1.8}$ МэВ, $L_0 = 49^{+14}_{-15}$ МэВ).

Таким образом, многомерный массив данных по ядерным экспериментам, астрофизическим данным и результатам микроскопических и *ab initio* расчетов в нейтронно-избыточных ядрах позволяет повысить надежность оценок энергии симметрии.

В настоящей работе произведены самосогласованные расчеты EOS в рамках теории функционала плотности энергии. Выполнен вариационный анализ функционала Фаянса DF3-а с добавлением не использовавшегося до сих пор (свободного) параметра функционала h_2^- . Введено дополнительное условие на верхний предел энергии максимума гигантского дипольного резонанса. Сохранено качество предыдущего фита ЭФП Фаянса к ядерным плотностям, массам ядер, одночастичным уровням и зарядовым радиусам. Определено влияние вариации изовекторного параметра h_2^- на уравнения

состояния бесконечной симметричной ядерной материи и чистой нейтронной материи. Исследована плотностная зависимость энергии симметрии S и ее производной $L(\rho)$.

Основная цель работы — установить степень согласия допустимого интервала изменения параметра h_2^- с величинами “нейтронной шубы” Rnp ядер ^{208}Pb и ^{48}Ca из экспериментов PREX-II, CREX [6, 7] и с оценкой величин ΔRnp и параметров уравнения состояния SNM: $J = S(\rho_0)$ и $L_0 = L(\rho_0)$, полученных в [8, 10, 11].

Статья имеет следующую структуру. Раздел 1 — Введение. В разд. 2 кратко описаны основы теоретического подхода. В разд. 3 представлены результаты наших расчетов, полученных при варьировании параметра h_2^- функционала Фаянса DF3-а в сравнении с доступными данными. Раздел 4 — Заключение.

2. САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Для расчета ядерного уравнения состояния до плотностей $\rho < 2\rho_0$ и его экстраполяции к экстремальным значениям барионной плотности вплоть до $\rho \sim 1 \text{ фм}^{-3}$ используется самосогласованная теория конечных ферми-систем (ТКФС). Основные состояния ядер описываются функционалом плотности энергии DF3-а, предложенным Фаянсом и соавторами. Его отличительная особенность — дробно-линейная зависимость от плотности — более сложная, чем у стандартного функционала Скирма. Такая зависимость возникает в том числе из-за эффективного учета $3N$ -корреляций и корреляций более высокого порядка.

Плотность энергии и уравнение состояния для бесконечной ядерной материи имеет вид

$$E(\rho, \delta)/A = \mathcal{E}(\rho_p, \rho_n)/\rho, \quad (1)$$

$$E(\rho, \delta)/A = \varepsilon_{0F} \left\{ \frac{3}{10} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \times \right. \quad (2)$$

$$\times \left[(1 - \delta)^{5/3} + (1 + \delta)^{5/3} \right] + \frac{1}{3} a_+ \frac{1 - h_1^+(\rho/\rho_0)^\sigma}{1 + h_2^+(\rho/\rho_0)^\sigma} \times$$

$$\left. \times \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{1}{3} a_- \frac{1 - h_1^-(\rho/\rho_0)}{1 + h_2^-(\rho/\rho_0)} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \delta^2 \right\}.$$

Здесь ε_F^p , ρ_p , ε_F^n и ρ_n — энергия Ферми и плотность протонов (нейтронов), $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\rho_0 = 2k_F^{03}/3\pi^2 = 0.164(7) \text{ фм}^{-3}$ — равновесная плотность симметричной ядерной материи, $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ — параметр асимметрии, $\hbar k_F^0$ — импульс Ферми нуклонов одного сорта частиц, $a_{+,-}$

и $h_{1,2}^{+,-}$ — безразмерные параметры, определяемые из сравнения с экспериментальными данными по основным состояниям; для функционала DF3-а используется значение $\sigma = 1$, $C_0 = (dn/d\varepsilon_F)^{-1} = 4\varepsilon_{0F}/3\rho_0$ — обратная плотность состояний нуклонов одного сорта на поверхности Ферми в точке равновесия симметричной материи. Уравнение состояния для чистой нейтронной материи соответствует значению параметра изоспиновой асимметрии $\delta = 1$.

Уравнение состояния для SNM в тех же обозначениях определяется изоскалярной частью функционала плотности:

$$E_{\text{SNM}}(\rho)/A = E(\rho, 0)/A = \quad (3)$$

$$= \varepsilon_{0F} \left[\frac{3}{5} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + \frac{1}{3} a_+ \frac{1 - h_1^+(\rho/\rho_0)^\sigma}{1 + h_2^+(\rho/\rho_0)^\sigma} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \right].$$

Энергия симметрии определяется, как $S(\rho) = E(\rho, 1)/N - E(\rho, 0)/A$, и зависит от изовекторной части функционала:

$$S(\rho) = \varepsilon_{0F} \left\{ \frac{3}{5} (2^{2/3} - 1) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + \right. \quad (4)$$

$$\left. + \frac{1}{3} a_- \frac{1 - h_1^-(\rho/\rho_0)}{1 + h_2^-(\rho/\rho_0)} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \right\}.$$

В простом параметрическом подходе для $\delta \ll 1$ используется разложение

$$E(\rho, \delta)/A = E_{\text{SNM}}(\rho)/A + S(\rho) \delta^2 + \dots, \quad (5)$$

$$S(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \delta)/A}{\partial \delta^2} \Big|_{\delta=0}.$$

Для функционала DF3-а:

$$S(\rho) = \frac{1}{3} \varepsilon_{0F} \times \quad (6)$$

$$\times \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + a_- \frac{1 - h_1^-(\rho/\rho_0)}{1 + h_2^-(\rho/\rho_0)} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \right].$$

Для производной энергии симметрии имеем соответственно:

$$L(\rho) = 3\rho \frac{\partial S(\rho)}{\partial \rho} = 3S(\rho) \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \rho} = \quad (7)$$

$$= 3S(\rho) \left(1 - \frac{1}{1 - h_1^-(\rho/\rho_0)} + \frac{1}{1 + h_2^-(\rho/\rho_0)} \right).$$

В наших предыдущих расчетах изовекторный параметр h_2^- принимался равным изоскалярному h_2^+ из-за недостатка в данных для его определения. В настоящих расчетах h_2^- считается свободным параметром.

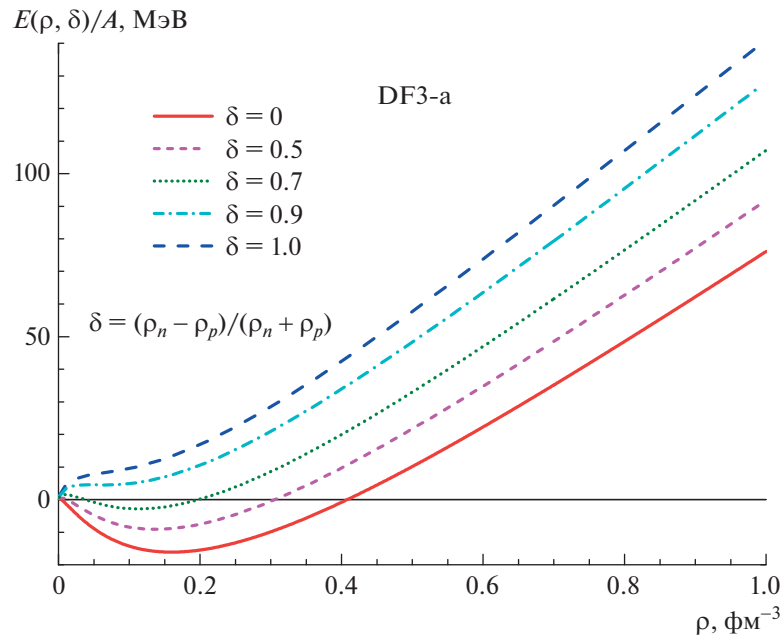


Рис. 1. Энергия на нуклон-ядерной материи с различной концентрацией нейтронов как функция плотности. Наш расчет с DF3-a.

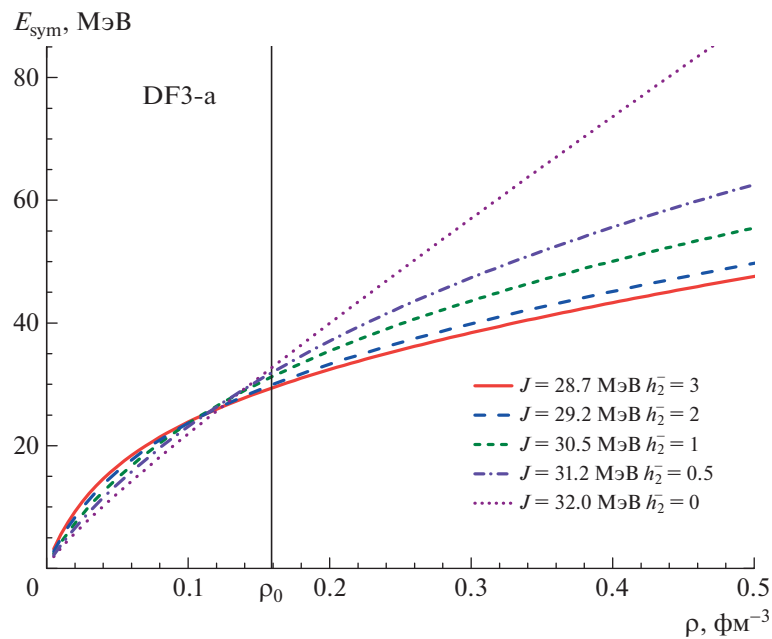


Рис. 2. Энергия симметрии ядерной материи как функция плотности. Расчет с функционалом DF3 для различных значений параметра h_2^- .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим зависимость EOS от параметра асимметрии δ (рис. 1), рассчитанную для функционала DF3-a. Как можно убедиться, в нашем подходе контролируется правильное описание равновесной плотности ρ_0 . Видно также, что при изменении δ описывается постепенный переход к EOS PNM.

Вариационный анализ функционала Фаянса DF3-a демонстрирует влияние параметра функционала h^2 на зависимость энергии симметрии ядерной материи $S(\rho)$ от полной плотности (рис. 2). При изменении h_2^- в интервале от 0 до 3 значение $J = S(\rho_0)$ спадает от 32.0 до 28.7 МэВ, что согласуется с интервалом его изменения,

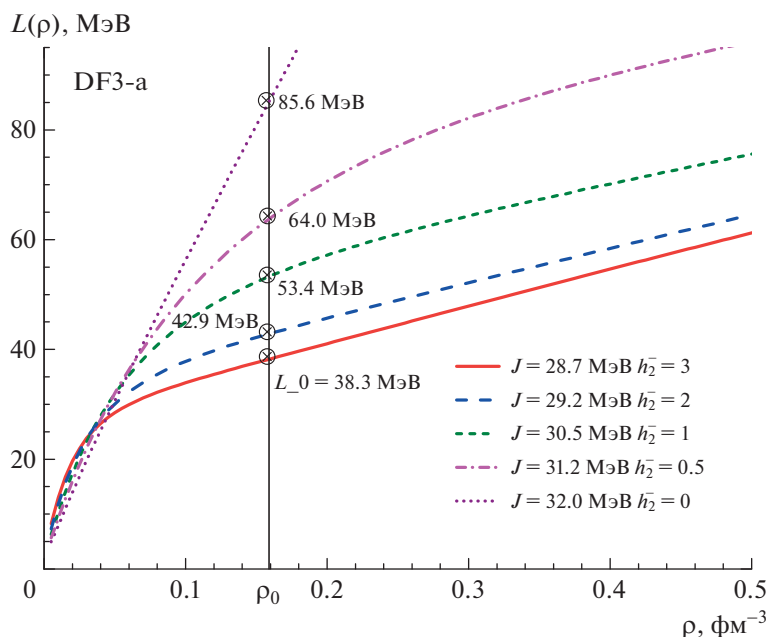


Рис. 3. Функция $L(\rho)$ ядерной материи. Расчет с функционалом DF3 для различных значений параметра h_2^- .

оцененным в работах [8, 10, 11]. Важно, что описание основных характеристик ядер, входящих в протокол фитирования ЭФП DF3-а, при вариации h_2^- не “портится”.

Рисунок 3 показывает поведение производной $L(\rho)$ для различных h_2^- при изменении полной плотности (отмечены также значения β и параметра уравнения состояния $L(\rho_0)$) для равновесной плотности ρ_0 . Можно заметить достаточно высокую чувствительность $L(\rho_0)$ к изменению параметра h_2^- . Значению $L = 59 \pm 16$ МэВ из [8] отвечает $h_2^- = 0.5\text{--}2.0$, а значению $L = 49^{+14}_{-16}$ МэВ из [10] соответствует $h_2^- = 0.5\text{--}3.0$. Различие найденных интервалов параметра h_2^- объясняется различием центральных величин в оценках [8, 10].

Далее был выполнен вариационный анализ с функционалом Фаянса DF3-а, в который включен не использованный ранее изовекторный параметр h_2^- . Применено дополнительное условие на верхний предел энергии максимума гигантского дипольного резонанса в ядре ^{208}Pb [12]. Он получен как квадратный корень отношения моментов силовой функции GDR: $\omega_{\text{GDR}} = \sqrt{m_3/m_1}$, что эффективно учитывает необходимость отрицательной поправки к E_{th} (GTR) за счет квазичастично-фотонного взаимодействия, не включенного в RPA-расчет.

Расчеты “нейтронной шубы” ΔRnp для референтного ядра ^{208}Pb проведены для нескольких

значений параметра h_2^- (табл. 1), и изучено влияние вариации параметра h_2^- на степень корреляции величин ΔRnp и $L(\rho_0)$. Также приведены рассчитанные с функционалом DF3-а характеристики ТКФС: β — параметр энергии симметрии в формуле Вейцекера и значения интерполированных изовекторных констант f^- (т.е. их значения в объеме, на поверхности и вне ядра). Следует учитывать, что при интерполяционном определении β , приближенно учитывающем конечность ядра в ТКФС, растет вклад ее поверхностной компоненты по мере увеличения h_2^- (табл. 1).

Видно, что при расчете производной энергии симметрии дополнительное условие на энергию максимума гигантского $E1$ -резонанса заметно сужает интервал допустимых значений параметра h_2^- . Теперь одновременное согласие с величиной L_0 из [8, 10, 11] и с данными по энергии максимума гигантского $E1$ -резонанса в ядре ^{208}Pb $E_{\text{exp}} = 14.2 \pm 0.1$ МэВ [12] достигается уже для $h_2^- \sim 1.0\text{--}1.5$. Результирующее значение производной энергии симметрии при равновесной плотности $L_0 = 50\text{--}55$ МэВ, что согласуется с величиной $L_0 = 49^{+14}_{-15}$ МэВ [8, 11].

Менее жесткое ограничение — только на энергию максимума $E1$ -резонанса в ^{208}Pb — приводит к более широкому коридору для значений L_0 (от 38.3 до 53.4 МэВ). Для параметра энергии симметрии β (в формуле Вейцекера), учитывающего интерполяцию изовекторной константы ТКФС

Таблица 1. Расчет с функционалом DF3 для различных значений параметра h_2^- ; $\omega_{\text{GDR}} = \sqrt{m_3/m_1}$, m_1 , m_3 — первый и третий моменты силовой функции GDR

h_2^-	J , МэВ	f'_{in}	f'_{ex}	f'_{surf}	ω_{GDR} (^{208}Pb), МэВ	$L(\rho_0)$, МэВ	ΔRnp (^{208}Pb), фм	ΔRnp (^{48}Ca), фм
0	32.0	0.808	0.808	0.808	12.80	85.6	0.228	0.192
0.5	31.2	0.775	1.163	0.969	13.37	64.0	0.204	0.180
1	30.5	0.747	1.494	1.115	13.73	53.4	0.184	0.170
2	29.2	0.694	2.080	1.387	14.11	42.9	0.154	0.154
3	28.7	0.673	2.693	1.687	14.41	38.3	0.137	0.143

$f' = 1/2(f_{nn} - f_{np})$, получим $J = 30.5$ МэВ по сравнению с 32.1 ± 0.6 МэВ [10].

Вариация параметра h_2^- достаточно эффективно влияет как на зависимость величин S и L от плотности ядерного вещества, так и на степень корреляции величин ΔRnp и L_0 (см. табл. 1). Важно, что величина “нейтронной шубы” для референтного ядра ^{208}Pb , оцененная в [11], как $\Delta Rnp(\text{exp}) = 0.183 \pm 0.004$ фм описывается практически в том же интервале значений (для $h_2^- = 1.0\text{--}1.5$: $\Delta Rnp(\text{th}) = 0.183\text{--}0.170$ фм). (Величина “нейтронной шубы” ^{208}Pb , найденная в PREX-II: $\Delta Rnp = 0.283 \pm 0.071$ фм соответствует значениям $h_2^- < 0$ вне вышеуказанного интервала.) Отметим, что для $h_2^- = 2.0$ величина $\Delta Rnp(\text{th}) = 0.154$ фм в ^{48}Ca согласуется с верхним пределом полученного в CREX экспериментального значения $\Delta Rnp = 0.121(\text{exp}) \pm 0.026 \pm 0.024(\text{mod})$ фм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

“Активация” изовекторного параметра h_2^- в функционале Фаянса DF3-а и дополнительное условие на верхний предел энергии максимума гигантского дипольного резонанса в ядре ^{208}Pb позволяют описать величину “нейтронной шубы” ΔRnp в ^{48}Ca и в ^{208}Pb и параметры уравнения состояния $J = S(\rho_0)$ и $L_0 = L(\rho_0)$, полученные в оценках [8, 10, 11] в достаточно узком диапазоне h_2^- . Уточнение данных расчетов будет возможно после появления результатов эксперимента MREX (Mainz Radius Experiment) по определению нейтронного радиуса ^{208}Pb с точностью до 0.03 фм.

Как было показано в [9], при измерениях в нарушающем четность рассеянии электронов (в фиксированных кинематических условиях, определяемых переданным моментом) безмодельной величиной является фактор асимметрии A_{PV} . Это стимулирует расчеты данной наблюдаемой величины (в [9]

использовалось борновское приближение плоских волн). Также представляют интерес расчеты дипольной поляризуемости, высокочувствительной к распределению нейтронной плотности. Эти вопросы будут рассмотрены в следующей статье.

Авторы выражают благодарность Е.Э. Коломейцеву и С.С. Панкратову за обсуждения. Работа поддержана грантом РФФ 21-12-00061.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Е. Фортон, *Уравнения состояния вещества. От идеального газа до кварк-глюонной плазмы* (Физматлит, Москва, 2013).
2. C. Drischler, J. W. Holt, and C. Wellenhofer, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **71**, 403 (2021).
3. D. Testov, D. Verney, B. Roussire, J. Bettane, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, F. Ibrahim, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, Yu. Penionzhkevich, H. Pai, V. Smirnov, E. Sokol, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **815**, 96 (2016).
4. J. Estee *et al.* (S π RIT Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 162701 (2021).
5. B. P. Abbott *et al.* (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 161101 (2017).
6. D. Adhikari *et al.* (PREX-II Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 172502 (2021).
7. D. Adhikari *et al.* (CREX Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **129**, 042501 (2022).
8. J. M. Lattimer, *Nuclear Matter Symmetry Energy From Experiment, Theory and Observation, in Workshop at INT S@INT Seminar, Seattle, November 9, 2021*.
9. P.-G. Reinhard, Roca-Maza, and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 232501 (2022); **129**, 232501 (2022).
10. R. Essick, I. Tews, P. Landry, and A. Schwenk, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 192701 (2021).
11. R. Essick, P. Landry, A. Schwenk, and I. Tews, *Phys. Rev.* **104**, 065804 (2021).
12. <http://cdfc.sinp.vsu.ru>

THE FAYANS FUNCTIONAL. CONSTRAINTS FROM THE EQUATIONS OF STATE

I. N. Borzov^{1),2)}, S. V. Tolokonnikov^{1),3)}

¹⁾ National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

²⁾ Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

³⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Russia

A variational analysis of the Fayans energy density functional is performed taking into account the previously unused isovector parameter h_2^- in the volume part of the functional. The quality of the previous fit to nuclear densities, nuclear masses, singleparticle levels and charge radii is preserved with an additional condition for describing the energy of the giant dipole resonance in the nucleus ^{208}Pb . An impact of variation of the isovector parameter h_2^- on the equations of state (EOS) of infinite symmetric nuclear matter (SNM) and pure neutron matter (PNM) is determined. The density dependence of the symmetry energy $S(\rho)$ and its derivative $L(\rho)$ is studied. The range of the parameter h_2^- is established, consistent with the estimation of the parameters of the equation of state of the SNM — symmetry energy $J = S(\rho_0)$ and its derivative $L = L(\rho_0)$ at equilibrium density ρ_0 . It was obtained earlier from the joint analysis of the values of the “neutron skin” ΔR_{np} of nuclei ^{208}Pb and ^{48}Ca from the PREX-II, CREX experiments, the results of *ab initio* calculations of EOS and properties of the ground states of nuclei, from astrophysical observations, and data on the detection of gravitational waves from the merger of binary neutron stars by the LIGO-Virgo collaboration in 2017.