

НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАК ОСНОВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2023 г. Р. В. Джолос^{1),2)*}

Поступила в редакцию 27.10.2022 г.; после доработки 27.10.2022 г.; принята к публикации 18.11.2022 г.

Дан краткий анализ развития теоретических подходов к описанию структуры тяжелых атомных ядер. Основное внимание уделено подходам, основывающимся на нуклон-нуклонном взаимодействии. Рассмотрен подход, основанный на релятивистском функционале плотности энергии. Обсуждаются результаты расчетов энергий связи и радиусов ядер, полученные в рамках киральной эффективной теории поля.

DOI: 10.31857/S0044002723020071, EDN: RIUIAC

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования структуры атомных ядер опираются на два теоретических подхода, сформулированных в конце 1940-х—начале 1950-х гг. Это оболочечная модель ядра [1] и коллективная модель [2]. Первая опирается на представление о независимых нуклонах, движущихся в потенциале, являющемся результатом усредненного воздействия $(A - 1)$ нуклонов на один. Вторая использует лишь небольшое число степеней свободы ядра, описывающих согласованное движение большого числа нуклонов. Подразумевается, конечно, что коллективные степени свободы сложным образом связаны с нуклонными степенями свободы.

В конце 1950-х—начале 1960-х гг. была сформулирована сверхтекучая модель ядра [3–7], которая в сочетании с моделью Нильссона [8], описывающей движение независимых нуклонов в деформированном ядерном потенциале, существенно расширила возможности применения микроскопического подхода к описанию экспериментальных данных о структуре ядер.

Следующий шаг в разработке теории структуры ядра был связан с использованием приближения случайной фазы [9], возникшего первоначально в теории электронной плазмы [10], для описания коллективных возбуждений атомных ядер. Подход оказался эквивалентным зависящему от времени приближению Хартри—Фока—Боголюбова. Использование приближения случайной фазы для описания однофононных возбуждений ядер стало первым шагом в построении микроскопической теории коллективных возбуждений.

В результате этих работ сложилось следующее представление о том, как формируется спектр возбужденных состояний тяжелых ядер. Базисными элементами, играющими роль элементарных возбуждений, являются квазичастицы и фононы [11]. Из этих элементарных блоков строится весь спектр возбужденных состояний ядер, усложняющийся с ростом энергии возбуждения.

Наряду с уже сложившимся представлением о том, что существуют как деформированные, так и сферические ядра, накапливалась экспериментальная информация о ядрах, промежуточных по своим свойствам между сферическими и деформированными. В особенности это относилось к коллективным возбуждениям ядер. В 1967 г. М. Сакай [12] ввел в рассмотрение представление о квази-ротационных полосах, т.е. о последовательности состояний с $I^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, \dots$, базирующихся на основном состоянии. Экспериментальные данные показывали, что соотношения между энергиями возбуждения состояний квазиротационных полос плавно эволюционируют от характерного для ротационного спектра к характерному для вибрационного спектра. Экспериментальные данные демонстрировали плавное изменение в спектрах квази-ротационных полос при переходе от деформированных ядер к сферическим. Это послужило толчком к построению коллективного квадрупольного гамильтониана ядра на основе $SU(6)$ группы динамической симметрии [13]. На этой основе была сформулирована модель взаимодействующих бозонов [14].

По мере развития вычислительной техники стало возможным проводить оболочечные расчеты в большом конфигурационном пространстве. Базис, в котором диагонализировывался гамильтониан, строился “по горизонтали”, т.е. с учетом всех

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: joloss@theor.jinr.ru

возможных оболочечных конфигураций, которые можно образовать, оставаясь в рамках заданной оболочки, но с ограничением “по вертикали”, т.е. по числу учитываемых оболочек. Логика этого подхода противоположна логике подхода, основанного на использовании в качестве “элементарных блоков” для построения спектров возбуждения фоонов и квазичастиц.

Что же увидели, анализируя результаты больших оболочечных расчетов? В 2015 г. Кальвин В. Джонсон [15] проанализировал результаты оболочечных расчетов, выполненных в большом конфигурационном пространстве, без инертного кора, включающего нижние заполненные оболочки, и с использованием современного нуклон-нуклонного взаимодействия (*ab initio* расчеты). Анализ структуры полученных волновых функций показал, что их главные компоненты совпадают с теми, которые были получены 50 лет назад в расчетах, выполненных с использованием весьма ограниченного конфигурационного пространства (на шесть порядков меньшего по величине, чем в *ab initio* расчетах) и сил Коэна–Куранта [16, 17]. Таким образом, было показано, что простые оболочечные расчеты, выполненные с использованием небольшого конфигурационного пространства, играют очень важную роль, так как во многих случаях такие расчеты выявляют главные компоненты ядерных волновых функций.

Подобный результат был получен и в работе [18]. Было показано, что базис коллективных состояний, реализующих представления симплектической группы динамической симметрии ($Sp(3, R)$) идентифицируется в волновых функциях состояний, полученных в расчетах, не использующих представление об инертном коре, что обеспечивает качественное понимание результатов расчетов, выполненных с использованием большого конфигурационного пространства.

2. СОГЛАСОВАНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ ЯДРА И ОСТАТОЧНЫХ СИЛ. СВЯЗЬ ОСТАТОЧНЫХ СИЛ С РЕАЛИСТИЧЕСКИМИ НУКЛОН-НУКЛОННЫМИ СИЛАМИ

На первых шагах разработки микроскопического подхода в теории ядерной структуры параметры среднего поля ядра и остаточных сил определялись, как правило, независимо друг от друга, хотя и было ясно, что среднее поле ядра и остаточные силы тесно связаны. Такая связь была установлена, например, между константами мультиполь-мультипольных сил и параметрами осцилляторного потенциала, имитирующего среднее поле ядра [2]:

$$H = H_{\text{sp}} + H_{\text{pair}} - \sum_{\lambda, \mu} \kappa_{\lambda} Q_{\lambda, \mu}^{+} Q_{\lambda, \mu},$$

$$\kappa_{\lambda} = \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \frac{M\omega_0^2}{A \langle r^{2\lambda-2} \rangle}. \quad (1)$$

В теории конечных ферми-систем Мигдала [19] использовался иной подход к построению остаточных нуклон-нуклонных сил, чем в (1). Однако даже с учетом канала частица–частица в этом подходе использовалось небольшое число параметров, а именно 7–8. Позднее был построен функционал плотности энергии Фаянса как очень хорошая численная аппроксимация для функционала плотности энергии, основывающегося на остаточных силах теории конечных ферми-систем Мигдала [20, 21].

Работа Тома Куо и Джерри Брауна [22] была первой попыткой выполнить микроскопический расчет структуры ядра, основываясь на потенциале взаимодействия свободных нуклонов. Эта попытка завершилась весьма успешным описанием спектроскопии ядер *s-d*-оболочки. Работа Т. Куо и Дж. Брауна основывалась на общей вере, которая пришла между концом 1950-х и началом 1960-х гг., что новое поколение расчетов ядерной структуры должно основываться на первых принципах. В то время такие нуклон-нуклонные потенциалы, как Йельский и Хамада–Джонстон, достаточно хорошо описывали данные по нуклон-нуклонному рассеянию. Оба потенциала имели действующий на малых расстояниях отталкивательный кор, а на больших расстояниях описывались однопионным обменом.

Использование жесткого кора в нуклон-нуклонных потенциалах исследовалось Бракнером и соавторами, которые ввели в рассмотрение эффективный потенциал — хорошо известную матрицу реакции G , которая позволила преодолеть проблему, связанную с сингулярностью потенциала взаимодействия на малых расстояниях. В результате было получено очень хорошее описание спектров ^{18}O и ^{18}F .

Важным шагом в исследовании вопроса о связи остаточных сил с взаимодействием свободных нуклонов явилась работа М. Дуфо и А. Цукера [23]. Работа начиналась с утверждения, что до сих пор не удавалось сконструировать взаимодействие, которое удовлетворяло бы следующим трем базовым условиям:

А. Было реалистическим, т.е. описывало фазы нуклон-нуклонного рассеяния.

Б. Корректно описывало энергии связи при наблюдаемом радиусе ядра.

В. Обеспечивало хорошее описание ядерной спектроскопии.

Условия А и В, также как и условия Б и В, совместимы. Простые аргументы поясняют, почему это происходит. Среднее расстояние между нуклонами в ядре 2.4 фм. Следовательно, нуклоны

“видят” преимущественно среднюю часть потенциала, которая хорошо понимается теоретически и хорошо описывается.

Достаточно гладкий гамильтониан может быть разделен на монополярную H_m и мультиполярную H_M части:

$$H = H_m + H_M. \quad (2)$$

При этом только монополярный член H_m затрагивается вариациями сферического потенциала Хартри–Фока и, следовательно, целиком ответственен за глобальные свойства ядра и одночастичное поведение. Но именно H_m плохо воспроизводится реалистическими силами, в противоположность мультиполярному члену H_M . Отсюда в [23] был сделан вывод, что H_m должен рассматриваться феноменологически.

Используя реалистические силы, было показано, что H_M может быть разделен на части:

$$H_M = H_C + H_R, \quad (3)$$

где H_C — коллективная часть (квадрупольное, октупольное, гексадекапольное взаимодействие), а H_R можно рассматривать как случайную матрицу.

3. ФУНКЦИОНАЛ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ

В 1935 г. Х. Юкава ввел в рассмотрение концепцию обмена массивной частицей, чтобы объяснить конечный радиус нуклон-нуклонных сил. Первоначально предполагалось, что эта частица — скалярный бозон, хотя открытый наконец в 1947/1948 гг. мезон оказался псевдоскаляром (138 МэВ). Поэтому с 1950 г. начались попытки построения π -мезонной теории ядерных сил. Эта пионная теория имела много проблем и мало успехов по причине, которая стала понятна позднее: пионная динамика ограничена киральной концепцией, которая не была известна в 1950-х гг. [24].

В начале 1960-х гг. были открыты векторные мезоны: ρ (770 МэВ) и ω (782 МэВ). Это привело к созданию ОВЕР-моделей, которые были очень успешными. Они включали полдвожины мезонов, не все из которых были важны:

- σ -мезон (500 МэВ). Ответственен за притяжение, критически важное для обеспечения связи нуклонов в ядре.
- ω -мезон. Порождает сильное отталкивание на коротких расстояниях и спин-орбитальные силы.
- π -мезон. Ответственен за дальное действие и тензорные силы.
- ρ -мезон. “Обрезает” пионные тензорные силы на коротких расстояниях.

Релятивистский ОВЕР (1970-е гг.) описывает фазы нуклон-нуклонного рассеяния до энергий порядка 1 ГэВ [25].

Однако описание нуклон-нуклонного взаимодействия в рамках ОВЕР вызывает вопросы. Экспериментально наблюдаемая ширина σ -мезона составляет 400–700 МэВ, что соответствует пробегу $l = c\tau_{\text{lifetime}} = 0.3$ фм. Комптоновская длина волны ω -мезона 0.25 фм. Это соответствует расстоянию, на котором исчезает граница между нуклонами как “кварковыми мешками”. Можно рассматривать σ -мезон как имитацию эффекта s -волнового двухпионного обмена.

Р. Махляйд: “Все это могло бы стать счастливым концом теории ядерных сил, но со становлением КХД авторитетной теорией сильных взаимодействий мезонная теория была понижена до уровня модели” [25].

Начало подходу, приведшему к формулировке концепции функционала плотности энергии, положила работа М.М. Джонсона и Е. Теллера [26]. Исходным стало сделанное в этой работе утверждение, что вследствие того, что внутри ядра ядерное взаимодействие сильное, становится возможным множественное рождение мезонов в ядре. В тяжелых ядрах, в которых среднее число рождающихся мезонов намного больше единицы, мезоны, которые подчиняются Бозе-статистике, будут заполнять одно и то же квантовое состояние. Волновая функция мезонов в этом квантовом состоянии отвечает классическому потенциалу ядерных сил. В [26] взаимодействие мезонов с нуклонами было взято в следующем виде:

$$\sum_l \Psi O_l \Psi \cdot \Phi_l(\Phi), \quad (4)$$

где Φ — амплитуда мезонного поля. Φ_l должно быть скаляром и изотопическим синглетом. Φ_l не может быть псевдоскаляром, так как среднее поле ядра сохраняет четность. Было также отмечено, что введенный таким образом мезон не обязательно является элементарной частицей. Это может быть виртуальное состояние, сформированное из других мезонов. Это может быть даже суперпозиция таких виртуальных состояний. Этот мезон может распадаться на π -мезоны так быстро, что не может быть обнаружен. Было показано, что для того, чтобы описывать основные характеристики ядра, скалярный мезон должен иметь массу порядка 600 МэВ. Связь нуклонов с полем скалярного мезона ведет к тому, что эффективная масса нуклона в ядре равна примерно половине массы свободного нуклона. Гамильтониан был взят в следующем виде:

$$H_1 = \int d^3x \left\{ \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j |\nabla \Psi_j|^2 + \mu^2 c^4 \Phi^2 - \right. \quad (5)$$

$$\left. - \hbar c g \Phi \sum_j |\Psi_j|^2 \right\}.$$

Этот гамильтониан не включает кинетическую энергию мезонного поля. Минимизируя гамильтониан по амплитуде мезонного поля, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\delta H_1}{\delta \Phi} &= 2\mu^2 c^4 \Phi - \hbar c g \sum_j |\Psi_j|^2 \equiv \quad (6) \\ &\equiv 2\mu^2 c^4 \Phi - \hbar c g \rho = 0. \end{aligned}$$

Подставляя в гамильтониан H_1 выражение для Φ через плотность нуклонов в ядре ρ , следующее из (6), получаем функционал плотности энергии

$$H_1 = \int d^3x \left\{ \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j |\nabla \Psi_j|^2 - \frac{(\hbar c g)^2}{8\mu^2 c^4} \rho^2 \right\}. \quad (7)$$

У этого функционала есть, однако, существенный недостаток. Так как кинетическая энергия нуклонов пропорциональна $\rho^{5/3}$, то полученный функционал плотности энергии не обеспечивает насыщения ядерных сил. Этот недостаток можно устранить, включив в гамильтониан зависящую от скорости связь нуклонов с мезонным полем. Однако, как было показано в следующей за рассматриваемой работе Х.-П. Дюрра [27], в этом нет необходимости.

Х.-П. Дюрр в своей работе использовал релятивистский подход и основывался на уравнении Дирака. Симметрии уравнения Дирака позволяют ввести в рассмотрение связь нуклонов как со скалярным, так и массивным векторным полями. В статическом приближении задача сводится к рассмотрению движения нуклонов в самосогласованном поле. Вклад в это поле вносят только скалярный потенциал и времяподобная компонента векторного потенциала. Гамильтониан Дирака приобретает вид

$$H = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta M - \beta S + V_0, \quad (8)$$

где S — скалярный потенциал, а V_0 — времяподобная компонента векторного потенциала. В гамильтониане (8) член $\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}$ смешивает большую и малую компоненты дираковского спинора. Благодаря пропорциональности этого члена импульсу \mathbf{p} вес малой компоненты спинора растет с ростом импульса. Потенциал среднего поля ядра ($-\beta S + A_0$), притягивающий при малых значениях $|\mathbf{p}|$, становится отталкивательным при более высоких значениях $|\mathbf{p}|$. Таким образом, эффект насыщения ядерных сил объясняется релятивистским эффектом — ростом малой компоненты дираковского спинора с увеличением импульса нуклона, что ослабляет скалярный потенциал по сравнению с векторным. В релятивистском подходе удается

объяснить и большую величину спин-орбитальной связи.

В настоящее время релятивистский подход к построению функционала плотности энергии формулируется [28–32], включая в рассмотрение только небольшое число мезонов:

$$\begin{aligned} -\pi : \quad & J = 0, \quad T = 1, \quad P = -1. \\ -\sigma : \quad & J = 0, \quad T = 0. \\ -\omega : \quad & J = 1, \quad T = 0. \\ -\rho : \quad & J = 1, \quad T = 1. \end{aligned}$$

В приближении Хартри пионы не дают вклада в среднее поле ядра. Однако вклад пионов необходимо принимать во внимание при рассмотрении парных корреляций или при учете зависимости от времени.

Без учета поля пионов лагранжиан взаимодействия принимает вид

$$\begin{aligned} L_{\text{int}} &= -g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi - g_\omega \bar{\psi} \gamma_\mu \omega^\mu \psi - \quad (9) \\ &- g_\rho \bar{\psi} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}^\mu \psi - e \bar{\psi} \gamma_\mu A^\mu \psi, \end{aligned}$$

где A^μ — потенциал электромагнитного поля. Было, однако, отмечено, что для количественного описания таких свойств ядра, как сжимаемость и поверхностное натяжение, необходимо учитывать нелинейную связь нуклонов с полем σ -мезонов, т.е. включить в гамильтониан следующие члены: $g_3 \sigma^3 + g_4 \sigma^4$.

Без учета этих членов сформулированный выше лагранжиан приводит уравнение Дирака к следующему виду:

$$\{\gamma_\mu (i\partial^\mu + V^\mu) + M + S\} \psi_i = 0, \quad (10)$$

где

$$S(x) = g_\sigma \sigma(x),$$

$$V^\mu = g_\omega \omega^\mu(x) + g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu(x) + e A^\mu(x). \quad (11)$$

Мезонные поля удовлетворяют следующим уравнениям:

$$(\square + m_\sigma^2) \sigma = -g_\sigma \rho_s,$$

$$(\square + m_\omega^2) \omega^\mu = g_\omega j^\mu,$$

$$(\square + m_\rho^2) \boldsymbol{\rho}^\mu = g_\rho \mathbf{j}^\mu,$$

$$A^\mu = e j_c^\mu, \quad (12)$$

где для скалярной плотности и токов имеем:

$$\rho_s = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x),$$

$$\mathbf{j}^\mu = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \boldsymbol{\gamma}^\mu \psi_i(x),$$

$$\mathbf{j}^\mu = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \psi_i(x),$$

$$j_c^\mu = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \frac{1}{2} (1 + \tau_3) \gamma^\mu \psi_i(x). \quad (13)$$

В статическом приближении, предполагая независимость от времени мезонных полей и учитывая инвариантность относительно отражения времени и пространственного отражения, в результате чего исчезают пространственноподобные компоненты всех токов, мы получаем стационарные уравнения релятивистского подхода к построению среднего потенциала ядра:

$$(-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta(M + S) + V) \psi_i = \varepsilon_i \psi_i,$$

где

$$V(\mathbf{r}) = g_\omega \omega^0(\mathbf{r}) + g_\rho \tau_3 \rho_3^0(r) + eA^0(\mathbf{r}),$$

$$S(r) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}),$$

$$\rho_s = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x),$$

$$\rho_v = \sum_{i=1}^A \psi_i^+(x) \psi_i(x),$$

$$\rho_3 = \sum_{i=1}^A \psi_i^+(x) \tau_3 \psi_i(x),$$

$$\rho_c = \sum_{i=1}^A \psi_i^+(x) \frac{1}{2} (1 + \tau_3) \psi_i(x). \quad (14)$$

Так как массы σ -, ω - и ρ -мезонов достаточно большие, то для качественного рассмотрения можно пренебречь оператором Лапласа в уравнениях для мезонных полей. Тогда σ , ω^0 и ρ_3^0 пропорциональны соответствующим нуклонным плотностям, а выражение для полной энергии ядра, которое в результате сделанных приближений становится функционалом различных плотностей, приобретает вид

$$E = \int d^3r H(\mathbf{r}) = \quad (15)$$

$$= \sum_{i=1}^A \int d^3r \psi_i^+(x) (-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta M) \psi_i(x) +$$

$$+ \frac{1}{2} \int d^3r \left\{ m_\sigma^2 \sigma^2 - m_\omega^2 (\omega^0)^2 - m_\rho^2 (\rho_3^0)^2 \right\} +$$

$$+ \int d^3r \left\{ g_\sigma \rho_s \sigma + g_\omega \rho_v \omega^0 + \right.$$

$$\left. + g_\rho \rho_3 \rho_3^0 + e \rho_c A^0 \right\}.$$

В релятивистском подходе коллапса ядра не возникает благодаря специфическому релятивистскому эффекту:

$$\rho_s(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \left(|f_i(\mathbf{r})|^2 - |g_i(\mathbf{r})|^2 \right),$$

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \left(|f_i(\mathbf{r})|^2 + |g_i(\mathbf{r})|^2 \right),$$

$$\rho_s = \rho_v - 2 \sum_{i=1}^A |g_i(\mathbf{r})|^2 \approx \rho_v - 2\tau_{\text{kin}}, \quad (16)$$

где $f_i(\mathbf{r})$ — большая, а $g_i(\mathbf{r})$ — малая компоненты дираковского спинора. При больших плотностях кинетическая энергия нуклонов τ_{kin} возрастает. В (16) ρ_v — это обычная барионная плотность, нормированная на число нуклонов. Из (16) видно, что ρ_s убывает, если малая компонента спинора растет. Этот механизм автоматически уменьшает притяжение и стабилизирует ядро.

В заключение этого раздела отмечу, что наряду с рассмотренным выше релятивистским функционалом плотности энергии в литературе активно используются и различные варианты нерелятивистского функционала [33, 34]. Однако их построение не связано с использованием нуклон-нуклонного взаимодействия.

4. СТРУКТУРА ЯДРА И КИРАЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Силы, действующие между нуклонами, — это остаточные “цветные” силы, подобные силам Ван дер Ваальса, действующим между нейтральными молекулами. При построении киральной эффективной теории поля используется следующее обстоятельство [24, 25]. В спектре адронов имеется большой разрыв между массой π -мезона и массами ω - и ρ -мезонов. Таким образом, есть две энергетические шкалы: “мягкая” шкала с импульсом $Q \sim \sim m_\pi$ и “жесткая” шкала, характеризуемая параметром $\Lambda_\chi \sim m_\omega, m_\rho$, известная также как шкала нарушения киральной симметрии. Это наводит на мысль использовать при построении лагранжиана разложение по параметру Q/Λ_χ . Степени свободы киральной эффективной теории поля (ChEFT): π -мезоны и нуклоны N . В итоге программа построения лагранжиана ChEFT состоит из следующих шагов:

– Фиксировать “мягкую” и “жесткую” энергетические шкалы и степени свободы.

– Определить все существенные симметрии низкоэнергетической КХД.

– Построить лагранжиан наиболее общего вида, обладающий этими симметриями, включая и их нарушения.

– Использовать разложение по параметру Q/Λ_χ .

– Следуя этому разложению, рассчитать вклады всех фейнмановских диаграмм для рассматриваемых процессов.

Спонтанное нарушение киральной симметрии предполагает существование безмассового бозона, который отождествляется с изоспиновым триплетом π -мезоном. Взаимодействие между такими бозонами должно исчезать при $\mathbf{p} \rightarrow 0$ и $m_\pi \rightarrow 0$. Как следствие, появление такого бозона в лагранжиане должно сопровождаться по крайней мере одной пространственно-временной производной. Следовательно, низкоэнергетическое разложение лагранжиана должно осуществляться по степеням производных и m_π .

При вычислении низкоэнергетических наблюдаемых наиболее важны парциальные волны с $L \leq 2$. Это справедливо и для микроскопических расчетов структуры ядра. А для описания нижайших парциальных волн важно знание NN -потенциала на коротких расстояниях. В мезонной теории ядерных сил NN -взаимодействие на коротких расстояниях описывается обменом тяжелыми мезонами:

$$\int d^3Q \frac{\exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r})}{m_{\omega,\rho}^2 + Q^2} \sim \frac{\exp(-m_{\omega,\rho}r)}{r}. \quad (17)$$

При разложении по степеням малого импульса Q :

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_{\omega,\rho}^2 + Q^2} &\approx \\ &\approx \frac{1}{m_{\omega,\rho}^2} \left(1 - \frac{Q^2}{m_{\omega,\rho}^2} + \frac{Q^4}{m_{\omega,\rho}^4} - \dots \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Так как члены разложения в круглых скобках действуют напрямую между нуклонами, их называют контактными членами.

В 2002 г. было установлено, что расчет NN -потенциала нужно проводить до $N^3\text{LO}$ -порядка. В этом случае достигается такая же точность описания нуклон-нуклонных фаз при энергиях не выше 300 МэВ, что и с мезонными потенциалами, которые, однако, описывают фазы до энергий 1 ГэВ. При этом число параметров ChEFT-потенциала — 24, а мезонного — 35. Таким образом, с помощью ChEFT фактически получено обоснование мезонного потенциала.

Фундаментальной целью теоретической ядерной физики является объяснение структуры ядра и ядерных реакций, основываясь на силах, действующих между нуклонами. В настоящий момент

ядерно-физическое сообщество рассматривает киральную эффективную теорию поля как наиболее авторитетную основу для вывода таких сил. Это утверждение базируется на тесной связи ChEFT с фундаментальной теорией сильных взаимодействий КХД.

Сейчас твердо установлено [35], что исследование структуры ядер должно учитывать трехчастичные (3NF) силы. Первоначально 3NF-силы фиксировались для $A = 3$ или $A = 4$ систем и *ab initio* расчеты проводились вплоть до ^{16}O [36] с хорошими результатами как для энергий связи, так и для зарядовых радиусов ядер. Возможно, α -кластерная структура этих ядер является одной из причин, объясняющих такие результаты.

Ситуация изменилась, когда стало возможно делать расчеты для ядер средней массы (Са и даже более тяжелые ядра). В этих расчетах наблюдались большие вариации предсказаний. Были получены как заниженные [37], так и завышенные [38] значения энергий связи. Стало ясно, что объяснение свойств ядер промежуточной массы и тяжелых ядер остается проблемой.

Путь к расчетам энергии связи тяжелых ядер проходит через расчеты энергий связи ядерной материи. Современный взгляд на такие расчеты состоит в том, что 3NF-силы важны для понимания насыщения в ядрах. 2NF-силы существенно завышают энергию связи ядерной материи, тогда как 3NF-силы вносят “отталкивание”, причем сильно зависящее от плотности, что ведет к насыщению при правильных значениях энергии связи и плотности.

Относительно успешными оказались расчеты с силами, получившими в литературе название “магические силы” [39, 40]. С помощью этого взаимодействия удается воспроизвести экспериментальные энергии связи ядер вплоть до изотопов Sn. Правда, рассчитанные зарядовые радиусы ядер оказались меньше экспериментальных. В этих расчетах воспроизводятся и свойства насыщения ядерной материи, хотя и при несколько большей плотности. “Магические силы” включают 2NF-силы, полученные в $N^3\text{LO}$ -приближении и улучшенные с помощью метода ренормгруппы (SRG), и 3NF-силы, полученные в приближении NNLO. Расчеты с этими силами, однако, не являются последовательно *ab initio*.

Возникшая проблема особенно ярко иллюстрируется при сравнении следующих двух недавно выполненных расчетов. В [41, 42] использовалась комбинация 2NF- и 3NF-сил, полученных в рамках ChEFT, параметры которых фиксировались по энергии связи тритона и свойствам насыщения ядерной материи. Расчеты для ядер промежуточной

массы вплоть до ^{68}Ni продемонстрировали недооценку энергий связи ядер и слишком большие величины их радиусов. В [43] использовались те же самые 2NF -силы, однако параметры 3NF -сил фиксировались по энергиям связи тритона и ^{16}O . Расчеты с этими силами воспроизводят энергии связи и зарядовые радиусы ядер вплоть до ^{78}Ni . Однако они дают слишком большую энергию связи ядерной материи, при этом насыщение наступает при неправильном значении плотности.

Возникшие трудности в одновременном описании свойств конечных ядер и ядерной материи были преодолены с помощью потенциалов (GO -потенциалы), полученных в [44, 45]. Однако было показано, что начиная с энергии около 100 МэВ и выше, фазы NN -рассеяния, рассчитанные с помощью GO -потенциалов, существенно отличаются от экспериментальных. Оказалось, что χ^2 для этих потенциалов в 3 раза превышает результат, полученный 60 лет назад с потенциалом Хамада–Джонстона. По этой причине параметры GO -потенциалов были переопределены так, чтобы удовлетворительно описывать NN -данные. Расчеты для ядерной материи с переопределенными потенциалами продемонстрировали заметно меньшее притяжение, чем исходные GO -потенциалы.

Различие между потенциалом, базирующимся на “магических силах”, и остальными менее успешными потенциалами, полученными на основе ChEFT , лежат в 2NF -части этих потенциалов. Хотя в обоих случаях использование только 2NF -сил ведет к переоценке энергии связи ядерной материи, в случае “магического” потенциала эта переоценка гораздо большая. Точно так же, как и в случае “магического” потенциала, 2NF -часть GO -потенциалов ведет к сильной переоценке энергии связи ядерной материи. Переопределенные же GO -потенциалы являются заметно менее притягивающими, чем исходные GO -потенциалы. Было показано, что оба эффекта ядерной среды: запрет перерассеяния в занятые состояния и изменения одностичных энергий, ведут к уменьшению притяжения, источником которого является член второго порядка по тензорному взаимодействию в уравнении для G -матрицы. При этом, чем сильнее тензорные силы, тем сильнее влияние среды на редукцию притяжения, и наоборот. GO -потенциалы имеют очень слабую тензорную компоненту. Для описания данных по pp -рассеянию нужна более сильная тензорная компонента, как в переопределенных GO -потенциалах. Когда GO -потенциалы корректируются, чтобы описывать данные по рассеянию, предсказания для энергий связи ядер промежуточной массы ухудшаются.

Экстраординарная нелокальность потенциала, полученного на основе “магических сил”, которая

объясняется использованием ренормгруппы, является источником дополнительного притяжения, проявляющегося в расчетах энергий связи. Это ведет к тому, что член второго порядка по тензорному взаимодействию необычно мал, а центральный потенциал большой и притягивающий. Такая степень нелокальности в настоящее время не может быть достигнута любым обычным киральным потенциалом.

Таким образом, проблема описания свойств ядер средней массы и тяжелых ядер с помощью реалистических сил остается нерешенной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фундаментальной целью теоретической ядерной физики является объяснение структуры ядра и ядерных реакций, основываясь на силах, действующих между нуклонами. В настоящий момент ядерно-физическое сообщество рассматривает киральную эффективную теорию поля как наиболее авторитетную основу для вывода таких сил. Первоначально расчеты с такими силами проводились вплоть до ^{16}O и дали хорошие результаты как для энергий связи, так и для зарядовых радиусов ядер. Ситуация изменилась, когда стало возможным делать расчеты для ядер средней массы и тяжелых ядер. В настоящий момент проблема описания свойств тяжелых ядер с помощью реалистических сил остается нерешенной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. Гепперт-Майер, Дж. Йенсен, *Элементарная теория ядерных оболочек* (Иностр. лит., Москва, 1958).
2. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура ядра* (Мир, Москва, 1977).
3. Н. Н. Боголюбов, ДАН СССР **119**, 52 (1958).
4. A. Bohr, B. Mottelson, and D. Pines, Phys. Rev. **110**, 936 (1958).
5. В. Г. Соловьев, ДАН СССР **123**, 652 (1958).
6. V. G. Soloviev, Nucl. Phys. **9**, 655 (1958/1959).
7. S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31** (11) (1959).
8. S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29** (16) (1955).
9. M. Baranger, Phys. Rev. **120**, 957 (1960).
10. D. Bohm and D. Pines, Phys. Rev. **92**, 609 (1953).
11. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: Квази-частицы и фотоны* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
12. M. Sakai, Nucl. Phys. A **104**, 301 (1967).
13. D. Janssen, R. V. Jolos, and F. Dönaу, Nucl. Phys. **24**, 93 (1974).
14. A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **35**, 1069 (1975).
15. C. W. Johnson, Phys. Rev. C **91**, 034313 (2015).

16. S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. **73**, 1 (1965).
17. А. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки* (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1973).
18. A. E. Mccooy, M. A. Caprio, T. Dytrych, and Foscano, Phys. Rev. Lett. **125**, 102505 (2020).
19. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1965).
20. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
21. A. V. Smirnov, S. V. Tolokonnikov, and S. A. Fayans, Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988).
22. T. T. S. Kuo and G. E. Brown, Nucl. Phys. **85**, 40 (1966).
23. M. Dufour and A. Zuker, Phys. Rev. C **54**, 1641 (1996).
24. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
25. R. Machleidt, Int. J. Mod. Phys. E **26**, 1740018 (2017).
26. M. M. Johnson and E. Teller, Phys. Rev. **98**, 783 (1955).
27. H.-P. Dürr, Phys. Rev. **103**, 469 (1956).
28. B. D. Serot and J. D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. **16**, 1 (1986).
29. P.-G. Reinhard, Rep. Progr. Phys. **52**, 439 (1989).
30. B. D. Serot, Rep. Progr. Phys. **55**, 1855 (1992).
31. P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **37**, 193 (1996).
32. T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **66**, 519 (2011).
33. J. Erler, P. Klüpfel, and P.-G. Reinhard, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38**, 033101 (2011).
34. L. M. Robledo, T. R. Rodriguez, and R. R. Rodriguez-Guzmán, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **46**, 013001 (2019).
35. Y. Nosyk, D. R. Entem, and R. Machleidt, Phys. Rev. C **104**, 054001 (2021).
36. B. R. Barrett, P. Navratil, and J. P. Vary, Prog. Part. Nucl. Phys. **69**, 131 (2013).
37. D. Lonardoni, A. Lovato, S. C. Pieper, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **96**, 024326 (2017).
38. S. Binder, J. Langhammer, A. Calci, and R. Roth, Phys. Lett. B **736**, 119 (2014).
39. K. Hebeler, S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, A. Nogga, and A. Schwenk, Phys. Rev. C **83**, 031301(R) (2011).
40. K. Hebeler, Phys. Rep. **890**, 1 (2021).
41. C. Drischler, K. Hebeler, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **122**, 042501 (2019).
42. J. Hoppe, C. Drischler, K. Hebeler, A. Schwenk, and J. Simons, Phys. Rev. C **100**, 024318 (2019).
43. T. Hüther, K. Vobig, K. Hebeler, R. Machleidt, and R. Roth, Phys. Lett. B **808**, 135651 (2020).
44. A. Ekström, G. Hagen, T. D. Morris, T. Papenbrock, and P. D. Schwartz, Phys. Rev. C **97**, 024332 (2018).
45. W. G. Jiang, A. Ekström, C. Forssen, G. Hagen, G. R. Jansen, and T. Papenbrock, Phys. Rev. C **102**, 054301 (2020).

NUCLEON–NUCLEON INTERACTION AS A BASIS FOR INVESTIGATION OF THE STRUCTURE OF HEAVY NUCLEI

R. V. Jolos^{1),2)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

A brief analysis of the development of theoretical approaches to the description of the structure of heavy atomic nuclei is given. The focus is on approaches based on nucleon–nucleon interaction. An approach based on the relativistic energy density functional is considered. The results of calculations of binding energies and radii of nuclei obtained within the framework of chiral effective field theory are discussed.