

Г-671

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Специализированный совет Д.047.01.01

На правах рукописи

ГОРБАТОВ Александр Михайлович

УДК 539.101

МЕТОД УГЛОВЫХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ
ФУНКЦИЙ В ПРОБЛЕМЕ МНОГИХ
ЧАСТИЦ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ДУБНА 1983

Работа выполнена на кафедре теоретической физики физического факультета Калининского государственного университета

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Б.Н. ЗАХАРЬЕВ

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник
С.П. МЕРКУРЬЕВ

доктор физико-математических наук,
профессор
Г.Ф. ФИЛИПОВ

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной физики (г. Москва)

Защита диссертации состоится " " 1983 г.
в ___ час. ___ мин. на заседании Специализированного совета
Д.047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1983 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

Р.А. АСАНОВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Изучение систем многих частиц с сильным взаимодействием на основе квантовой теории является одним из основных источников информации о ядерных силах и строении вещества.

В настоящее время существуют и продолжают развиваться многочисленные теоретические модели с ограниченной областью применения – настолько сложным объектом является атомное ядро.

Определенной степени обобщения можно добиться, выводя программу решения многочастичного уравнения Шредингера с включением лишь парного нуклонного взаимодействия. По существу эта программа состоит из двух самостоятельных этапов: развития математических методов решения уравнения (прямая задача) и восстановления реалистического NN -взаимодействия по ядерным данным и данным NN -рассеяния (обратная задача).

Позитивный сдвиг в решении прямой задачи наметился еще в 60-ые годы после того, как Л.Д. Фаддеев предложил корректную формулировку квантовой задачи рассеяния для системы трех частиц с помощью интегральных уравнений^{/57/}, а Ю.А. Симонов применил многомерные гармоники к расчету связанных состояний ядер^{/58/}.

Вскоре были получены оптимистические результаты и в решении обратной задачи. Прежде всего появилось указание на то, что с помощью локального NN -взаимодействия конечной амплитуды можно описать энергии связи и радиусы ядер таблицы Менделеева^{/59/} и получить хорошее согласие с экспериментом по низкоэнергетическому рассеянию^{/60/}.

В начале 70-х годов проводились многочисленные расчеты связанного состояния систем 3-х нуклонов^{/61-63/}. Полученные различными методами и с различными типами реалистического NN -потенциала, результаты оказались близкими к экспериментальным. Подтвердился потенциальный характер NN -взаимодействия и выяснилась второстепенная роль многочастичных сил в легчайших ядрах.

Ввиду малого числа нуклонов и бедности спектров ядер S -оболочки, последние слабо чувствительны к деталям взаимодействия. Последовательное развитие теории связано с изучением ядер p -оболочки. Среди известных подходов к расчету дискретного спектра многонуклонных систем метод гиперсферических функций представляется наиболее перспективным.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В 1969 году Фабр указал на выделенную роль так называемых "потенциальных" гармоник ^{64/}, которые затем были построены Эфросом В.Д. для $A \ll 4^{65/}$. В области большого числа частиц рецепт построения возбужденных конфигураций практически отсутствовал, а нецентральные силы не учитывались даже на уровне основного приближения $K=K_{\min}$.

Прямое использование гиперферрического базиса для потенциалов с сильным отталкиванием на малых расстояниях и большой примесью тензорных сил невозможно ввиду отсутствия практической сходимости разложения волновой функции по K -гармоникам. Поэтому общим недостатком существующих расчетов в указанном базисе является узость класса используемых потенциалов.

Интересным объектом сильно взаимодействующих частиц являются гиперядра. Их изучение позволит глубже понять природу адрон-адронного взаимодействия. Известно, что ΔN и $\Delta \Delta$ -силы имеют сложный характер. Поэтому важной проблемой является развитие метода расчета гиперядер, в котором корректно учитывается реалистическое адрон-адронное взаимодействие.

Для развития теории атомного ядра и сильных взаимодействий важнейшую роль играет установление (на строгом количественном уровне) границ применимости потенциального подхода. И здесь нет других возможностей, кроме развития высокоточного метода расчета систем с большим числом нуклонов для широкого класса возможных вариантов реалистического NN -взаимодействия. Отсутствии альтернативы является единственным источником оптимизма перед лицом этой сложной и актуальной задачи.

Целью работы является развитие метода микроскопического описания систем многих частиц с сильным взаимодействием, построение математических алгоритмов расчета низколежащих состояний таких систем, применение развитой схемы к исследованию свойств конкретных ядер и установление границ применимости потенциального подхода в теории атомного ядра.

Научная новизна

Разработан математический аппарат функций Грина для оценки вклада возбужденных гармоник в энергию связи ядра с произвольным числом нуклонов. С его помощью изучена роль тензорных сил в энергетическом балансе системы.

Разработан алгоритм построения потенциальных гармоник на основе разложения функций Грина в ряд по многочленам Гегенбауэра в пространстве многомерных углов. Получены явные выражения

для потенциальных гармоник нормальной и аномальной четности в случае произвольного числа частиц и различных составляющих реалистического NN -взаимодействия.

Сформулированы модифицированные уравнения метода гиперферрических функций для корректного учета изотопически инвариантных кулоновских сил в нейтроноизбыточных ядрах.

Разработан математический аппарат для учета жесткого коря NN -взаимодействия в методе K -гармоник с использованием Ястрова-фактора. С его помощью исследована стабилизирующая роль отталкивающей сердцевинки в формировании реальных ядер и склонность ядерного вещества при больших изменениях плотности.

Получены формулы для расчета матрицы нецентральных частей NN -потенциала в базисе гармоник степени $K=K_{\min}$ и $K=K_{\min}+1$.

Найдены рекуррентные соотношения для матричных элементов NN -взаимодействия в базисе потенциальных гармоник. С их помощью рассчитаны элементы матрицы при больших значениях глобального момента.

Доказана теорема о верхней и нижней границе для энергии связи на финальной стадии решения системы дифференциальных уравнений в пространстве гиперрадиуса. Дано обоснование близости верхней и нижней границ. Теорема использована во всех конкретных расчетах легких ядер.

Развит метод микроскопического расчета гиперядер, а также низкоэнергетического рассеяния Δ -частицы на обычных ядрах. Он основан на введении новой динамической переменной - расстояния Δ -частицы до центра инерции нуклонов и построении потенциальных гармоник NN - и ΔN -взаимодействий. Исследована сходимость разложения волновой функции по ΔN -потенциальным гармоникам.

Проведено обобщение теоремы о симметричных множителях на случай уровней аномальной четности. С помощью этой теоремы построена матрица NN -взаимодействия в базисе гармоник отрицательной четности ядра ¹⁶O.

Развит математический аппарат прямых и обратных операторов парных корреляций, позволяющий включать в расчетную схему потенциалы с сильным отталкиванием на малых расстояниях и большой примесью тензорных сил. Получены нелинейные системы дифференциальных уравнений второго порядка для радиальных частей операторов парных корреляций. Изучены свойства неэрмитовых составляющих эффективного гамильтониана.

Построены потенциальные гармоника NN-взаимодействия, не локального по квантовым числам двухнуклонной задачи, в случае произвольного числа нуклонов. Сформулированы уравнения для радиальных функций не локальных операторов парных корреляций.

Перечисленные выше результаты являются новыми и получены впервые.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Создан новый метод расчета нерелятивистских систем многих частиц с полным взаимодействием.
2. Установлены границы применимости потенциального подхода: одновременное описание экспериментальных энергий связи и радиусов ядер невозможно.
3. Обнаружены близкие к линейным корреляции между расчетными энергией связи, радиусом ядра, квадрупольным моментом дейтрона и весом D-волны в дейтроне.
4. Установлено, что нерелятивистская теория ядра правильно передает энергетическую сторону сильных взаимодействий, но приводит к заниженным значениям величин (радиусов ядер, квадрупольного момента дейтрона), полученных из эксперимента с участием электромагнитных взаимодействий.

Научное и практическое значение работы

Количественная сторона обнаруженных недостатков потенциального подхода указывает на некорректный учет электромагнитной структуры нуклона при описании атомных ядер (зарядовый диаметр нуклона практически совпадает с расстоянием между нуклонами ядра). Этот факт должен стимулировать учет кварковых степеней свободы, в частности, выяснение роли шестикварковых мешков как новой фазы ядерного вещества.

Метод угловых потенциальных функций в совокупности с операторами парных корреляций применим для расчетов ядерностабильных состояний любого легкого ядра.

Метод расчета гиперядер и рассеяния Λ -частицы на ядре может быть использован для определения ΛN -взаимодействия по ΛN -рассеянию и большой совокупности гиперядерных данных.

Операторы парных корреляций применимы для учета кварковых степеней свободы на уровне модели запрещенных состояний в притягивающих потенциалах.

Принципы построения математически строгой схемы расчета ядерностабильных состояний с реалистическим NN-взаимодействи-

ем могут быть использованы при описании деформированных, а также кластерных и ядернонестабильных состояний в интерполяционном подходе.

Апробация работы. Результаты работы доложены и обсуждены на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976), на Международном семинаре по каон-ядерному взаимодействию и гиперядрам (Звенигород, 1977), на XV Международном совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра (Дубна, 1978), на Международном симпозиуме по проблемам нескольких тел в ядерной физике (Дубна, 1979), на Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Ташкент, 1977; Алма-Ата, 1978; Рига, 1979; Ленинград, 1980; Самарканд, 1981; Киев, 1982; Москва, 1983), на Всесоюзных совещаниях по теории систем многих частиц с сильным взаимодействием (Дубна, 1973; Киев, 1974; Калинин, 1975; Вильнюс, 1977; Калинин, 1978; Ташкент, 1980; Тбилиси, 1981; Калинин, 1982).

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в работах /1-56/.

Объем и структура. Диссертация состоит из введения, семи глав и десяти приложений. Она изложена на 492 страницах машинописного текста, включая 71 рисунок, 57 таблиц и список цитируемой литературы из 127 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В главе I рассматриваются некоторые новые направления развития метода гиперсферических функций. Она состоит из шести параграфов. В § I на основе антисимметричных полиномов степени K строится полный базис U_K^Y в пространстве многомерных углов Ω_{3A-3} . Теорема о симметричных множителях, доказанная в /66/, обобщается здесь на случай произвольных K. Получены точные формулы для матрицы NN-взаимодействия в базисе U_K^Y в случае произвольного числа частиц

В § 2 вводится новая коллективная переменная более общего вида

$$P^2 = \sum_{i=1}^A \xi_i^2(\vec{p}_i)$$

где функция $\xi_i(\vec{p}_i)$ задает некоторое криволинейное преобразование координат внутреннего движения частиц \vec{p}_i . С помощью

$\xi(\vec{p}_i)$ можно управлять формой плотности нуклонов, оставаясь на уровне основного приближения $K=K_{min}$. Новый подход иллюстрируется на примере ядра ^{16}O .

В § 3 вводятся коллективные переменные по каждому сорту частиц для учета изотопически инвариантных кулоновских сил. На примере нейтроноизбыточного ядра ^{182}Yb показано, что корреляция плотностей нейтронов и протонов в схеме с двумя динамическими переменными приводит к существенному увеличению расчетной энергии связи.

Многочастичные столкновения в ядрах изучаются в § 4,5. Волновая функция записывается в виде произведения Ястров-фактора на основную гармонику. Для вычисления коэффициентов гиперрадиального уравнения развивается диаграммная техника учета многочастичных корреляций. Выделяются и суммируются главные ряды диаграмм. Развитый аппарат применяется для изучения роли кора n -взаимодействия в энергетическом балансе ядра и его связи с насыщением ядерных сил. Делается вывод о большой стабилизирующей роли жесткого кора: при относительно небольших радиусах $r_c \sim 0,5 \text{ ф}$ последний может "держать" нуклоны на значительном расстоянии $r \sim 2 \text{ ф}$.

Уравнение, полученное в § 5, используется в § 6 для изучения сжимаемости ядерного вещества. Сжимаемость характеризуется энергетическими затратами $\eta(R)$, направленными на уменьшение радиуса R при нулевой температуре. Находится разложение $\eta(R)$ по степеням $\xi=R/R_0$, где R_0 - радиус свободного ядра. Коэффициенты разложения в основном определяются двумя линейными параметрами - r_c и R . Показано, что для увеличения плотности нуклонов в два раза ($\xi \approx 0,79$) требуется энергия от 48 МэВ до 65 МэВ на нуклон при изменении A от 16 до 244.

Описанные в § 1-6 результаты получены впервые в работах автора: § 1 - в ⁶⁷, § 2 - в ², § 3 - в ³, § 4,5 - в ^{4,6}, § 6 - в ^{14,16}.

Глава II, состоящая из тринадцати параграфов, посвящена перестройке базиса гиперсферических функций в так называемый физический базис, который обеспечивает наиболее быструю сходимость разложения волновой функции для выбранного n -взаимодействия.

В § 1 строятся нерелятивистские функции Грина произвольного числа невзаимодействующих частиц во внутренней системе отсчета. Обнаружено одномерное подпространство \mathcal{T} , в котором плотность функции Грина $G_E(\{\vec{p}_i\}; \{\vec{p}'_i\})$ факторизуется по конфигураци-

онным переменным A частиц на гиперсфере заданного радиуса:

$$G_E(\{\vec{p}_i\}; \{\vec{p}'_i\}) = \frac{m}{\hbar^2} (K/\sqrt{\rho^2 + \rho'^2})^{\frac{3A-5}{2}} \times \int_0^\infty (2\pi\tau)^{-(3A-3)/2} d\tau \exp\left\{\frac{i}{2} K \sqrt{\rho^2 + \rho'^2} \left(\tau + \frac{1}{\tau}\right)\right\} \times \prod_{i=1}^A \exp\left\{-i K \vec{p}_i \vec{p}'_i / \tau \sqrt{\rho^2 + \rho'^2}\right\} \quad (I)$$

В § 2,3 изучаются итерации уравнения Липмана-Швингера $\Psi_n = -G_E \hat{V} \Psi_{n-1}$ а представление (I) используется для их практического вычисления. В качестве затравочной функции выбирается основное приближение $\Psi_0 = \rho^{-\frac{3A-4}{2}} \hat{\rho}(\rho) U_{K_{min}}(\Omega_{3A-3})$

и устанавливаются простые формулы для поправок к энергии связи ϵ_0 на n -ом шаге итераций:

$$\epsilon_n \approx \epsilon_0 - \left[\hat{V}^{2n+1}(\bar{\rho}) - \hat{V}(\bar{\rho}) \cdot \hat{V}^{2n}(\bar{\rho}) \right] / \hat{V}^{2n}(\bar{\rho}) \quad (2)$$

где $\hat{V}^m(\rho) \equiv \langle U_{K_{min}} | \hat{V}^m | U_{K_{min}} \rangle$

На примере ядра ^{16}O показывается, что для реалистических n -потенциалов $\epsilon_0 \sim \epsilon_1 - \epsilon_0$. В связи с этим в § 4 детально исследуется структура итераций и обнаруживается, что в Ψ_1 нет гармоник ортогональных произведению $\hat{V} \Psi_0$, в Ψ_2 - ортогональных $\hat{V} \Psi_1$ и т.д. Соответственно Ψ_0 содержит лишь основную гармонику, Ψ_1 - еще и потенциальные гармоники первого порядка, Ψ_2 - потенциальные гармоники второго порядка и т.д. Таким образом, иерархия гармоник физического базиса определяется порядком потенциальности.

В § 5 рассмотрен практически интересный случай, когда в приближении $k=k_{min}$ нет связанных состояний. Для $\mathcal{G}(\rho)$ и ϵ_1 найдено уравнение:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{x_0(x_0+1)}{\rho^2} \right) + \frac{\hat{V}^3(\rho)}{\hat{V}^2(\rho)} + \epsilon_1 \right\} \mathcal{G}(\rho) = 0 \quad (3)$$

С его помощью в § 6 устанавливается существенное влияние тензорных сил на глобальные характеристики ядра.

На гиперсфере заданного радиуса можно построить линейную комбинацию U_K гармоник с данным K , обладающую следующим свойством: линейная комбинация гармоник степени K , ортогональная U_K , ортогональна произведению $\hat{V} U_{Kmin}$ (§ 7). Функция U_K является собственной функцией оператора многомерных углов, но не является гармоничной; она называется угловой потенциальной функцией и выражается в § 8 через многочлены Гегенбауэра C_K^ν ($\nu = (3A-5)/2$):

$$U_K = \int \tilde{C}_K^\nu(\Omega_{3A-3}; \Omega'_{3A-3}) \hat{V}(\rho, \Omega'_{3A-3}) \times \\ \times U_{Kmin}(\Omega'_{3A-3}) d\Omega'_{3A-3}; \tilde{C}_K^\nu = \frac{\Gamma(\nu)(K+\nu)}{2\pi^{\nu+1}} \times \\ \times C_K^\nu(\cos\varphi); \cos\varphi = \frac{\sum_{i=1}^A \vec{p}_i \vec{p}'_i}{pp'}$$
 (4)

В § 9 показывается, что \tilde{C}_K^ν есть единичный оператор на подпространстве гармоник с данным K . Формула (4) используется в § 10 для вычисления главных матричных элементов $\langle U_K | \hat{V} | U_{Kmin} \rangle$. Там же изучается сходимость разложения волновой функции по U_K с ростом K для качественно различных радиальных частей потенциала.

В § 11 показано, как использовать результаты предыдущих параграфов в различных модификациях метода (при изучении статистических деформаций, нейтроноизбыточных ядер, введении Ястровского фактора).

Разделение угловых и гиперрадиальной переменной в правой части (4) выполнено в § 12:

$$U_K = \sum_{e=0} \langle U_K^{(e)} | \hat{V} | U_{Kmin} \rangle U_K^{(e)}(\Omega_{3A-3})$$
 (5)

Показано, что $U_K^{(e)}$ есть потенциальные гармоники первого порядка. Получен явный вид $U_K^{(e)}$ для центральной, тензорной и других частей NN -взаимодействия и ядер p -оболочки.

Практическая сходимость разложения по физическому базису изучается в § 13 на примере точно решаемой модельной задачи — системы не взаимодействующих между собой частиц, движущихся в центральном кулоновском поле. Установлена быстрая сходимость по порядку потенциальности.

Результаты главы II получены впервые в следующих работах: §§ 1, 2, 3, 4 — в^{5/}, §§ 5, 6 — в^{8/}, §§ 7, 8, 10 — в^{7/}, §§ 9, 11, 13 — в^{9, 68/}, § 12 — в^{10/}.

Алгоритм построения физического базиса, развитый в главе II, не имеет ограничения по числу частиц. В частности, его можно использовать для расчета простейших систем с $A=3;4$. Легчайшие ядра с успехом рассчитывались различными методами (уравнения Фаддеева, вариационный метод, расширенная модель оболочек, гиперсферический базис, метод связанных кластеров). Однако существует много причин для рассмотрения ядер s -оболочки в настоящей работе. Во-первых, развивая общую схему, необходимо апробировать ее на простых примерах, рассмотренных другими авторами. Во-вторых, численно точные расчеты ядер s -оболочки (особенно ${}^4\text{He}$) все же остаются весьма трудоемкими. Поэтому создание простой и достаточно точной схемы крайне необходимо (прежде всего для обратной задачи). В-третьих, на примере легчайших ядер можно в деталях отработать различные приближения, чтобы затем использовать их для расчета более тяжелых ядер. Эта программа реализуется в главе III для ядра ${}^4\text{He}$.

Глава III состоит из шести параграфов. В § I проводится ортогонализация потенциальных гармоник, а в § 2 — точное вычисление матрицы NN -взаимодействия в ортогонализованном базисе.

В § 3 развивается петельное приближение для вычисления матричных элементов $\langle U_{K'} | \hat{V} | U_K \rangle$. Оно основывается на том, что части потенциальных гармоник, генерируемые взаимодействиями различных пар частиц, практически ортогональны между собой. Поэтому

$$\langle U_{K'} | \hat{V} | U_K \rangle \approx \frac{A(A-1)}{2} \langle U_{K'}(12) | \hat{V} | U_K(12) \rangle$$
 (6)

где $U_K(12) = \hat{C}_K^\nu \hat{V}(12) U_{Kmin}$

Аналогичное приближение имеет место и для одночастичных операторов. Формула (6) радикально упрощает вычисление матричных эле-

ментов. В конце § 3 подробно анализируется причина высокой точности петельного приближения.

До сих пор мы говорили о построении системы дифференциальных уравнений для функций гиперрадиуса $\varphi_S(\rho)$ ($S = (K - K_{min})/2$):

$$\sum_{S_2=0}^{\infty} \left\{ \left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{\alpha_{S_1}(\alpha_{S_1}+1)}{\rho^2} + \epsilon_{cb} \right] \delta_{S_1 S_2} + \langle U_{S_1} | \hat{V} | U_{S_2} \rangle \right\} \varphi_{S_2}(\rho) = 0 \quad (7)$$

В § 4 развивается новый метод решения (7), позволяющий избежать разложения $\varphi_S(\rho)$ в ряд по некоторой полной системе (алгебраический подход). Суть его состоит в следующем. Если в левой части (7) опустить $\varphi_S''(\rho)$, начиная с некоторого S_0 ($S \geq S_0$) то матрица-оператор усеченной системы сохранит свойство эрмитовости, поскольку решения новой системы (как и точной (7)) удовлетворяют граничным условиям $\varphi_S(\rho; S_0) \rho \rightarrow 0; \infty \rightarrow 0$. Ввиду эрмитовости оператора (проекции импульса на гиперрадиальное направление) $\hbar \partial / \partial i\rho$ в указанном классе функций энергии связи точной ϵ_{cb} и усеченной $\epsilon_{cb}(S_0)$ систем связаны неравенством

$$\epsilon_{cb} \leq \epsilon_{cb}(S_0) \quad (8)$$

Рассматривая столбец $\|\varphi_S(\rho; S_0)\|$, как пробную функцию соответствующего (7) функционала, получим другое неравенство, ограничивающее ϵ_{cb} снизу:

$$\epsilon_{cb}(S_0) + \sum_{S=S_0}^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{d}{d\rho} \varphi_S(\rho; S_0) \right]^2 d\rho \leq \epsilon_{cb} \quad (9)$$

Существуют предпосылки (они рассмотрены в конце § 4) быстрой сходимости строгой верхней (7) и нижней (9) границ квазиклассического интервала к точному решению при увеличении $S_0 \gg 1$. В § 5 проводятся количественные оценки найденных приближений, в частности, устанавливается слабая чувствительность нижней границы (9) к величине S_0 .

Петельное и квазиклассическое приближения позволяют существенно продвинуться в исследовании асимптотического поведения ϵ_{cb} и $\varphi_S(\rho)$ с ростом S_{max} ($S \leq S_{max}$). Асимптотиче-

ское представление $\varphi_S(\rho)$ найдено в § 6. Показано, что в случае больших амплитуд радиальных частей потенциала при увеличении S_{max} возможно стремление к ложному пределу, если оборвать разложение на недостаточно большом S_{max} .

Результаты главы III опубликованы в следующих работах: § I - в /23/, § 2 - в /68/, § 3 - в /11, 12, 28/, § 4 - в /15, 21/, § 5 - в /19, 22/, § 6 - в /24/.

В главе IV показано, как перенести успехи, достигнутые в расчетах легких ядер на другие адронные системы - гиперядра. § I носит обзорный характер. В нем говорится о том, что ни один из существующих подходов к расчету гиперядер не является адекватным сложному характеру ΛN -взаимодействия. В § 2 вводятся новые динамические переменные (центр инерции всей системы выделяется точно):

$$\rho^2 = \sum_{i=1}^A (\vec{r}_i - \vec{R}_N)^2, \quad \vec{p}_\Lambda = \vec{r}_\Lambda - \vec{R}_N \quad (10)$$

где \vec{R}_N - центр инерции нуклонов, \vec{p}_Λ - расстояние Λ -частицы до \vec{R}_N . В § 3 подробно исследуется основное приближение

$$\Psi_0 = \varphi_{0j}^{\pi}(\rho, \rho_\Lambda) U_0(\Omega_2) Y_{jj}^{\pi}(\Omega_3) / \rho^4 \rho_\Lambda$$

на примере гиперядра $^5_{\Lambda}He$. Строится матрица ΛN -взаимодействия для радиальных частей произвольной формы.

Алгоритм проектирования главы II реализуется в § 4 при построении физического базиса в пространстве угловых переменных, соответствующих динамике (10):

$$\begin{matrix} \Lambda & \Lambda & \Lambda & \Lambda & \Lambda & \Lambda \\ \hline \tilde{C} & \tilde{C} & \tilde{V} & U & Y & \\ \hline K & e & \Lambda N & 0 & j j & \end{matrix} = \sum_{q=L-e}^{L+e} \tilde{v}_q^{(3,1)}(\rho, \rho_\Lambda) U_{seq}^{\pi(3,1)}(\Omega_2, \Omega_3) \quad (II)$$

Получен явный вид правой части (II). В частности, потенциальная гармоника ΛN -взаимодействия дается выражением:

$$U_{seq}^{\pi(3,1)}(\Omega_2, \Omega_3) = \sum_{x=0}^{(-1)^x} \frac{\Gamma(x/2 + s + q + x) \Gamma(s + q + 3/2)}{x! (s-x)! \Gamma(x + q + 3/2)} x$$

$$\times \sum_{l=1}^4 \left(\frac{4}{3} \frac{\rho_l^2}{\rho^2} \right)^{\alpha + \frac{1}{2} q} P_{\mu}^{3,1}(l, \lambda) U_0(\Omega_0) \Psi_{JJ}^{e, q, L}(\Omega_{\vec{\rho}_l}, \Omega_{\vec{\rho}_\lambda}, \mu_\lambda)$$

где $S = (K - q) / 2$ - целое неотрицательное число;

$\Psi_{JJ}^{e, q, L}$ - результат векторного сложения орбитального момента Λ -частицы e и l -нуклона q в полный L и затем векторного сложения L со спином Λ -частицы в $J = L \pm 1/2$; $(e + q + L)$ - четное число.

В § 5 проводится ортогонализация ΛN и NN -потенциальных гармоник. Теорема о верхней и нижней границе § 4 главы III обобщается на случай гиперядра в § 6. Возбуждения плотностных колебаний нуклонов гиперядра рассмотрены в § 7.

В § 8 изучается сходимость разложения волновой функции по ΛN -потенциальным гармоникам. Показано, что при $L=0$ одночастичные возбуждения остова Λ -частицы в состоянии $e \neq 0$ сильно подавлены. Это означает, что лишь гармоники с $e = q = 0$ из (12) дают заметную примесь в основное состояние ${}^5\text{He}$. Их вклад ΔB_Λ в энергию отделения Λ -частицы B_Λ оценивается в конце § 8 для потенциалов гауссовой формы:

$$v_{\Lambda N}(r) = \frac{\Omega_1}{(\pi \tau_1^2)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{\tau_1^2}} - \frac{\Omega_2}{(\pi \tau_2^2)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{\tau_2^2}}, \quad \tau_1 < \tau_2 \quad (13)$$

при условии

$$\Omega_1 - \Omega_2 \approx 191 \text{ МэВ} \cdot \phi^3, \quad \Omega_2 \tau_2^5 \approx 77,5 \text{ МэВ} \cdot \phi^5$$

которое гарантирует в модели " Λ +остов" получение разумных B_Λ для известных гиперядер. Показано, что ΔB_Λ в основном определяется отталкивающей сердцевиной:

$$\Delta B_\Lambda \geq 10^{-5} \Omega_1 f(\text{МэВ}), \quad f = \sum_{S \geq 2} f_S \approx 22 \quad (14)$$

где f_S - парциальные вклады, характеризующие затухание по глобальному моменту K . По существу неравенство (14) означает, что короткодействующее отталкивание не может корректно учитываться в грубой модели " Λ +остов".

В § 9, 10 строится физический базис в модели с одной коллективной переменной для всех барионов, а в § II изучается сходимость разложения по потенциальным гармоникам в этом случае.

Исследования главы IV показали, что Λ -частица вносит существенные изменения в движение нуклонов остова. Эти изменения аккуратно учитываются с помощью ΛN -потенциальных гармоник. Ввиду короткодействующего характера ΛN -взаимодействия приходится вводить как минимум две динамические переменные ρ и ρ_Λ . При этом не возникает трудностей вычислительного характера, поскольку ρ и ρ_Λ практически разделяются.

Результаты главы IV опубликованы в работах /23, 40, 47, 54/.

Глава V посвящена применению метода угловых потенциальных функций к описанию шести- и семинуклонных систем. В области ядер p -оболочки каждому S отвечает приблизительно 20 линейно независимых потенциальных гармоник. В §-1 найдены такие их комбинации, использование которых на порядок упрощает вычисление матрицы NN -взаимодействия. В § 2 проводится точное вычисление этой матрицы и дается строгая количественная оценка петельного приближения для $A=6$.

Принцип построения физического базиса, теорема о верхней и нижней границах для энергии связи и петельное приближение рассматривается в § 3 с более общих позиций (не связанных конкретно с базисом гиперсферических функций) и объединяются под единым названием " P -модель". Показывается, что P -модель инвариантна ко всем унитарным преобразованиям потенциальных гармоник.

В § 4 получаются расчетные формулы основного приближения $K = K_{\text{min}}$, а в § 5 - формулы P -модели для конкретного ядра - ${}^6\text{Li}$. Для ядра ${}^7\text{Li}$ аналогичная программа реализуется в § 6 и § 7. Выполненные в § 5, 7 численные расчеты спектров ${}^6, 7\text{Li}$ с использованием потенциала $\text{GRT}^{/60/}$ показывают, что P -модель оставляет далеко позади расширенную модель оболочек $^{/69/}$ (расчеты ${}^6, 7\text{Li}$ другими методами с использованием реалистических NN -сил в литературе отсутствуют).

Результаты главы V опубликованы в работах: § I - в /31/, § 2 - в /12/, § 3 - в /21, 28/, § 4 - в /17, 18, 20/, § 5 - в /18, 25/, § 6 - в /27, 29/, § 7 - в /30, 39/.

В главе VI к расчету подключаются тяжелые ядра p -оболочки. Эта глава состоит из семи параграфов. В § I изучаются состояния ядра ${}^{14}\text{N}$ на уровне приближения $k = k_{\text{min}}$. В § 2 развива-

ется метод рекуррентных соотношений для вычисления матричных элементов П-модели с потенциалами гауссовой формы. Основное состояние ядра ^{16}O в П-модели рассмотрено в § 3, а спин-орбитальное расщепление низколежащих уровней ядра ^{16}O - в § 4. В § 5 подготовлены все расчетные формулы П-модели для низколежащих уровней нормальной четности ядра ^{14}N . Численные иллюстрации § 3+5 проводятся с потенциалом ГРТ.

§ 6 носит чисто расчетный характер. В нем известны реалистические NN-потенциалы (ГРТ^{/60/}, EN^{/70/}, SSC_{A,B,C}^{/71/}, TRS_A^{/72/}, TRS_B^{/73/}) тестируются по экспериментальным данным о низколежащих состояниях нормальной четности ядер ^{6}Li , ^{7}Li , ^{14}N , ^{15}O , ^{16}O .

§ 7 посвящен развитию математического аппарата метода для описания уровней аномальной четности. Сначала строятся потенциальные гармоники аномальной четности для произвольного числа частиц (в представлении, универсальном по отношению к различным частям NN-взаимодействия). Затем подробно изучается приближение $k=k_{\text{min}}+1$ для ядра ^{16}O . Строятся все 3I состояния аномальной четности с определенными квантовыми числами L,S,J,T возможные в этом приближении. Конкретные расчеты проводятся с потенциалом ГРТ. Подробно исследуется чувствительность положения уровней 3⁰ и 4⁰ к различным составляющим потенциала.

Результаты главы VI опубликованы в работах: §§ 1,5,6 - в /38,39/, § 2 - в /33/, § 3 - в /13,31/, § 4 - в /1,30,32/, § 7 - в /43,46/.

Сходимость разложения волновой функции по потенциальным гармоникам зависит от варианта потенциала и, как правило, оказывается довольно медленной ввиду сильного отталкивания на малых расстояниях между нуклонами и большой амплитудой тензорных сил. В этой ситуации естественно ожидать заметного изменения расчетных величин при расширении базиса путем подключения цепочек ПГ все более высокого порядка. Расширение базиса, однако, не лучший путь совершенствования метода. В главе VII развивается и практически реализуется новый подход, основанный на введении операторов парных корреляций (ОПК). Их симметризованное произведение действует на "плавную" часть волновой функции $\tilde{\Psi}$ (подобно Ястров-фактору). Структура ОПК повторяет структуру исходного NN-потенциала. Существенно новым моментом является введение операторов, обратных ОПК, которые эффективно используются при получении уравнения для $\tilde{\Psi}$. Последнее оказывается

достаточно простым и может быть решено, например, методом угловых потенциальных функций.

Глава VIII состоит из двенадцати параграфов. В § I находится явный вид уравнения для $\tilde{\Psi}$ ($\hat{H}\tilde{\Psi} = E\tilde{\Psi}$)

Соображение о наилучшей сходимости разложения $\tilde{\Psi}$ по потенциальным гармоникам используется в § 2 для формулировки нелинейной системы дифференциальных уравнений, которая определяет радиальные части ОПК $\beta_x^{n\tau}(r)$

Например, в триплетном четном подпространстве она имеет вид ($\chi_1 = r\beta_c^{31}(r)$, $\chi_5 = r\beta_t^{31}(r)$):

$$\begin{cases} (\chi_1 + 2\chi_5)\chi_1'' - 8\chi_5(\chi_5'' - \frac{6}{r^2}\chi_5) = (E_c^{31} - v_c^{31})(8\chi_5^2\chi_1^2 - 2\chi_1\chi_5) \\ \chi_5\chi_1'' - \chi_1(\chi_5'' - \frac{6}{r^2}\chi_5) = (E_t^{31} - \frac{r^2}{r_0^2} - v_t^{31})(8\chi_5^2\chi_1^2 - 2\chi_1\chi_5) \end{cases} \quad (15)$$

о граничных условиях $\chi_{1,5}(r_0) = 0$, $\chi_1(r_0) = r_0$,

$$\chi_1'(r_0) = 1, \chi_5(r_0) = 0, \chi_5'(r_0) = 0, \quad (16)$$

r_0 - радиус действия ОПК, $E_x^{n\tau}$ - неизвестные постоянные. В конце § 2 проводится численное решение (15), (16) для широко набора NN-потенциалов (SSC_{A,B,C}, TRS_{A,B}, RSC^{/74/}, ГРТ, EN, NJ^{/75/}, MG-V^{/76/}).

Введение прямых и обратных ОПК приводит к неэрмитовым составляющим $\hat{T}_2^{(1)}$ эффективного гамильтониана \hat{H} . В § 3 развивается метод вычисления матриц $\hat{T}_2^{(1)}$ в базисе потенциальных гармоник.

Расчет ядра ^4He методом ОПК выполняется в § 4. Во всех случаях введение ОПК приводит к увеличению расчетной энергии связи и радикально улучшает сходимость разложения $\tilde{\Psi}$ по потенциальным гармоникам.

В § 5 получаются рекуррентные соотношения для матричных элементов

$$\langle u_{s_2} | \hat{V} | u_{s_1} \rangle$$

с соседними индексами $s_{1,2}$ (форма радиальных частей потенциала считается произвольной). Особая ценность рекуррентных соотно-

шений обусловлена тем, что непосредственный расчет матричных элементов связан с вычислением знакопеременных сумм и для больших $S_{1,2}$ практически невозможен из-за потери точности.

В § 6,7 проводится расчет ядра ^{16}O с использованием ОПК, дается оценка различным приближениям П-модели, указываются простые рецепты дальнейшего повышения ее точности. Проводится также совместный анализ результатов расчета ядер ^4He и ^{16}O (рис. 1), изучается чувствительность $\epsilon_{св}$ к вкладам D-волны в дейтроне P_D (рис. 2), корреляция $\epsilon_{св}$ и радиуса (рис. 3).

В связи с тем, что все использованные реалистические NN-потенциалы не достигают легких ядер, в § 8 восстанавливается новое семейство по фазам $^3S_1 - \epsilon_1 - ^3D_1$ и свойствам дейтрона в широком диапазоне P_D . Результаты § 8 говорят, в частности, о том, что истинный NN-потенциал является существенно нелокальным по квантовым числам двухнуклонной задачи.

Потенциалы этого класса изучаются в заключительных параграфах главы УП:

$$\hat{V}(ij) = \sum_{L'LSTJZ} U_{L'LSTJ}(\rho_{ij}) |L'STJZ\rangle \langle LSTJZ| \quad (17)$$

В § 9 получены расчетные формулы основного приближения $K=K_{\min}$ для ядра ^{16}O с потенциалом (17):

$$\begin{aligned} \langle U_{K_{\min}} | \hat{V} | U_{K_{\min}} \rangle = & \left[\frac{93}{4} ({}^3S_1 + {}^1S_0) \right]_0 + \left[-\frac{9}{2} ({}^3S_1 + \right. \\ & \left. + {}^1S_0) + 6 {}^3P_0 + 18 {}^3P_1 + 30 {}^3P_2 + 6 {}^1P_1 \right]_1 + \left[\frac{15}{4} ({}^3S_1 + {}^1S_0) + \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} {}^3D_1 + \frac{5}{2} {}^3D_2 + \frac{7}{2} {}^3D_3 + \frac{15}{2} {}^1D_2 \right]_2 \quad (18) \end{aligned}$$

где

$$\left[{}^{2S+1}X_J \right]_m = \frac{\Gamma(N)}{\Gamma(m+3/2)\Gamma(N-3/2-m)} \int_0^1 Z^{m+\frac{1}{2}} dZ \times$$

$$\times (1-Z)^{N-\frac{5}{2}-m} U_{L'LSTJ}(\rho\sqrt{2Z}); \quad N = K_{\min} + \frac{3A-3}{2}$$

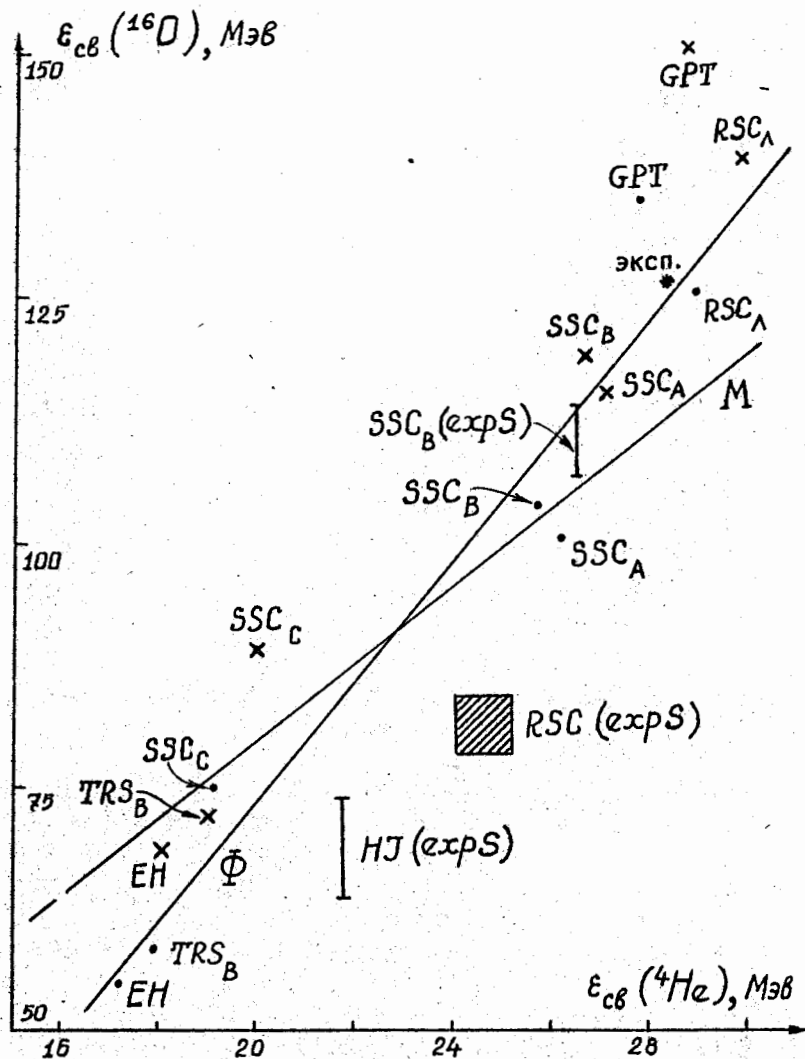


Рис. 1. Зависимость $\epsilon_{св}$ ядра ^{16}O от $\epsilon_{св}$ ядра ^4He .
 x - расчет без кулоновской энергии протонов,
 expS - результаты работы [78]. Прямая M - порог
 развала на 4 α -частицы. RSC_A - локальный вариант
 RSC^{49/}.

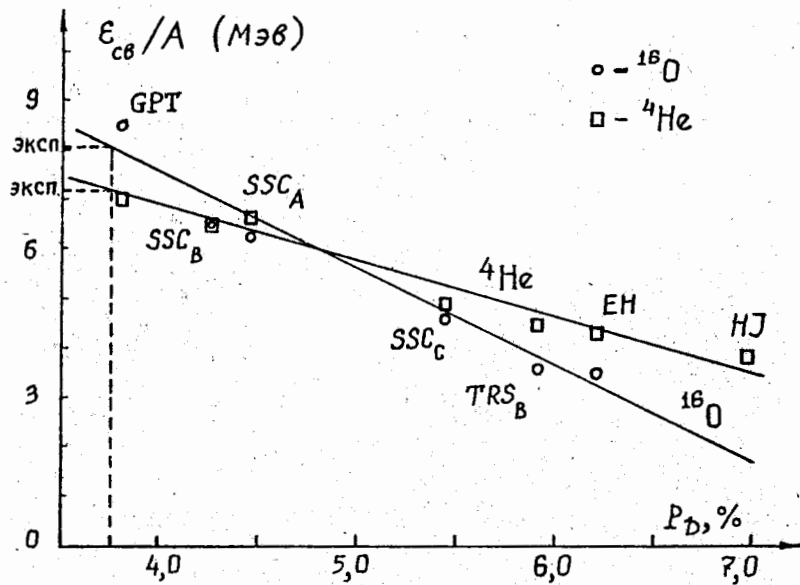


Рис. 2. Зависимость энергии связи ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O}$ от вероятности D -волны в дейтроне P_D .

Потенциалы гармоник, генерируемые (17), для произвольного числа частиц получены в § 10. Нелокальные гармоник для $\Lambda > 4$ имеют более сложную структуру, чем локальные, а для $\Lambda \leq 4$ совпадают с ними. Последнее связано со структурой LL_{Kmin} легчайших ядер (взаимодействие только в S -состояниях).

В § 11 вводятся нелокальные операторы парных корреляций $\hat{\beta}(ij)$:

$$\hat{\beta}(ij) = \sum_{L'LSTJ_z} \beta_{L'LSTJ}(p_{ij}) |L'STJJ_z\rangle \langle L'STJJ_z| \quad (19)$$

Для радиальных частей двухканальных состояний $\chi_{LL} \equiv r\beta_{L'LSTJ}(r)$ получены уравнения:

$$\chi''_{J-1,J-1} = [v_{J-1,J-1} - E_{J-1,J-1}] \chi_{J-1,J-1} + [v_{J-1,J+1} - E_{J-1,J+1}] \chi_{J+1,J-1}$$

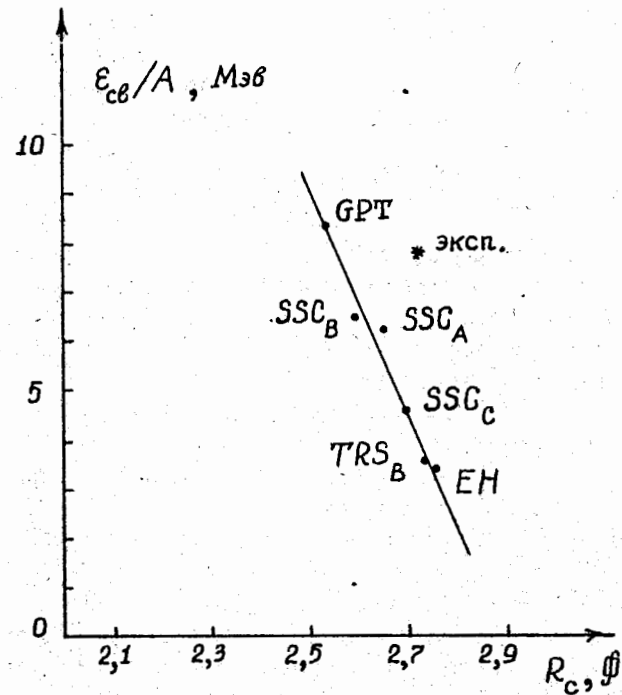


Рис. 3. Зависимость энергии связи от зарядового радиуса ядра ${}^{16}\text{O}$.

$$\begin{aligned} \chi''_{J-1,J+1} + \frac{2(2J+1)}{r^2} \chi_{J-1,J+1} &= [v_{J-1,J-1} - E_{J-1,J-1}] \chi_{J-1,J+1} + \\ &+ [v_{J-1,J+1} - E_{J-1,J+1}] \chi_{J+1,J+1} \\ \chi''_{J+1,J-1} - \frac{2(2J+1)}{r^2} \chi_{J+1,J-1} &= [v_{J+1,J+1} - E_{J+1,J+1}] \chi_{J+1,J-1} + \\ &+ [v_{J-1,J+1} - E_{J+1,J-1} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2] \chi_{J-1,J-1} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \chi''_{J+1,J+1} &= [v_{J+1,J+1} - E_{J+1,J+1}] \chi_{J+1,J+1} + [v_{J-1,J+1} - \\ &- E_{J+1,J-1} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2] \chi_{J-1,J+1} \end{aligned}$$

где $U_{L'L} \equiv U_{L'LSTJ}(\rho_{ij})$

$E_{L'L}$ - неизвестные постоянные.

Граничные условия, дополняющие (20), имеют вид:

$$\chi_{L'L}(0) = 0; \chi_{L'L}(r_0) = r_0 \delta_{L'L}; \chi'_{L'L}(r_0) = \delta_{L'L} \quad (21)$$

В § 12 исследуется задача восстановления ΛN -потенциала по Λp -рассеянию и B_Λ гиперядра $^5_\Lambda\text{He}$. Подключение гиперядерных данных связано с бедностью экспериментальных данных по ΛN -рассеянию. Методом фазовых функций^{177/} и главы IV восстановлено семейство потенциалов, описывающих длину $\alpha \approx -1,7 \phi$, эффективный радиус $r \approx 3,0 \phi$ ΛN -рассеяния и $B_\Lambda(^5\text{He}) = 3,12$ МэВ. С восстановленными потенциалами рассчитана s -фаза рассеяния Λ -частицы на ядре ^4He . Предсказаны длина ($\alpha_0 \approx 4,1 \phi$) и эффективный радиус ($r_0 \approx 2,0 \phi$) этого рассеяния.

Результаты главы VII опубликованы в следующих работах: § 1 - в^{49/}, § 2 - в^{49,56/}, § 3 - в^{48/}, § 4 - в^{52,56/}, § 5 - в^{41,56/}, § 8 - в^{45,50,55/}, §§ 9, 10, 11 - в^{55/}, § 12 - в^{40,47,54/}.

В Приложении I выполнено суммирование главных рядов диаграмм многочастичных столкновений, рассмотренных в главе I. В Приложении II приводятся таблицы стандартных коэффициентов, необходимых для расчета матрицы MN -взаимодействия в базисе потенциальных гармоник легких ядер. В Приложении III строятся потенциальные гармоники неэрмитова оператора $\hat{T}_2^{(1)}$ главы VII. Формулы для расчета трехчастичных слагаемых эффективного гамильтониана \tilde{H} главы VII получены в приложении IV. В приложении V изучено поведение различных радиальных частей, возникающих в методе ОПК. Теорема о верхней границе для энергии связи в этом методе доказана в приложении VI, а теорема о нижней границе - в приложении VII. Приложение VIII посвящено преобразованиям конфигурационных операторов, возникающих при вычислении матрицы MN -взаимодействия в легких ядрах. В приложении IX развивается интерполяционный подход к расчету матричных элементов неэрмитовых операторов метода ОПК. В приложении X проводится тестирование реалистических NN -потенциалов по условиям насыщения Калоджеро-Симонова.

В заключении приведены основные результаты диссертации:

I. Методом угловых потенциальных функций рассчитаны низколежащие состояния нормальной четности легких ядер ^4He , ^6Li , ^7Li ,

^{14}N , ^{15}O , ^{16}O . Изучена сходимость разложения волновой функции в ряд по потенциальным гармоникам. Установлена выделенная роль основной гармоники: ее вклад в нормировку волновой функции составил не менее 70%. Таким образом, обосновано использование физического базиса в легких ядрах.

2. Проведено тестирование известных вариантов реалистического NN -взаимодействия GPT, SSC_{A,B,C}, TRS_{A,B}, EN, NJ по ядерным данным. Показано, что ни один из них одновременно не описывает экспериментальные энергии связи и радиусы ядер. Положение ядерностабильных уровней может быть описано в потенциальном подходе.

3. Рассчитаны низколежащие уровни аномальной четности ядра ^{16}O . Обнаружена существенная роль LS-, LL- и (LS)²-сил в формировании спектра уровней аномальной четности.

4. Изучено участие различных компонентов NN -взаимодействия в энергетическом балансе ядра. Установлено, что вклады четных тензорных составляющих сравнимы с самой энергией связи. В ядрах p -оболочки существенную роль играют нечетные силы: в области $A \approx 16$ их вклады также сравнимы с самой энергией связи.

5. Проведены расчеты гиперядра $^5_\Lambda\text{He}$ с различными вариантами ΛN -взаимодействия. Установлено, что включение в расчетную схему ΛN -потенциальных гармоник существенно увеличивает энергию отделения Λ -частицы B_Λ . Показано, что учет плотностных колебаний нуклонов гиперядра также заметно увеличивает B_Λ особенно для мягких ΛN -потенциалов.

6. Восстановлено семейство ΛN -потенциалов, описывающих низкоэнергетическое ΛN -рассеяние и B_Λ гиперядра $^5_\Lambda\text{He}$. С такими потенциалами рассчитана s -фаза рассеяния Λ -частицы на ядре ^4He .

7. Исследована задача восстановления NN -взаимодействия по фазам рассеяния, свойствам дейтрона и энергии связи ядра ^4He . Найден потенциал, одновременно описывающий перечисленную выше совокупность экспериментальных данных.

8. Математический аппарат прямых и обратных операторов парных корреляций практически реализован для ядер ^4He и ^{16}O . Для всех использованных потенциалов (GPT, SSC_{A,B,C}, TRS_{A,B}, EN, RSC) энергия связи ^{16}O лежит выше или практически совпадает с порогом развала на четыре α -частицы, что свидетельствует о высокой точности развитого метода.

9. Обнаружена близкая к линейной зависимость расчетных энергий связи ядер от вклада D -волны в дейтроне P_D . Экспериментальным значениям энергий связи на этих прямых отвечают значения $P_D^{\text{теор}} = 3,7 \pm 3,8\%$. Именно такая величина P_D требуется для описания экспериментального магнитного момента дейтрона. Независимость $P_D^{\text{теор}}$ от числа нуклонов указывает на возможность одновременного описания энергий связи легких ядер.

10. Установлена близкая к линейной зависимость расчетных радиусов ядер от P_D . Значению $P_D^{\text{теор}} = 3,75\%$ на этих прямых отвечает радиус вещества $R_m = 1,48 \text{ ф}$ для ${}^4\text{He}$ и $R_m = 2,43 \text{ ф}$ для ${}^{16}\text{O}$.

11. Обнаружена близкая к линейной корреляция между квадрупольным моментом дейтрона Q_D и P_D . Значению $P_D^{\text{теор}} = 3,75\%$ на этой прямой отвечает $Q_D = 0,247 \text{ ф}^2$ ($Q_{\text{эксп}} = 0,286 \text{ ф}^2$).

12. Из совместного анализа обнаруженных корреляций делается вывод о существовании нижней границы зарядового радиуса системы двух нуклонов $\lambda \approx 1,2 \text{ ф}$, приблизительно равной сумме двух зарядовых радиусов свободных нуклонов. Введение новой константы λ в нерелятивистскую теорию атомного ядра могло бы решить проблему одновременного описания энергии связи и радиусов легких ядер с помощью единого NN -потенциала, воспроизводящего, в частности, квадрупольный момент дейтрона.

Основное содержание диссертации отражено в следующих публикациях:

1. Базь А.И., Горбатов А.М., Демин В.Ф., Покровский Ю.Б., Рогов Ю.Н. Применение метода К-гармоник для расчета спин-орбитальных расщеплений в легких ядрах. - Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 321-325.
2. Горбатов А.М. Обобщенный метод гармонических полиномов. - Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 699-706.
3. Горбатов А.М. Введение протонных, нейтронных и гиперонных коллективных степеней свободы в расчетную схему метода К-гармоник. - Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 540-546.
4. Горбатов А.М. Роль кора в формировании реальных ядер. - Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 1178-1190.
5. Горбатов А.М. Оценка метода многомерных гармоник с помощью функций Грина. - Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 1017-1027.

6. Горбатов А.М. Учет кора в формализме гиперсферических функций. - В кн.: Программа и тезисы докл. XXIII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1973, с. 210.
7. Горбатов А.М. Метод угловых потенциальных функций. Общее формул. - Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 326-333.
8. Горбатов А.М. Влияние тензорных сил на глобальные характеристики ядра. - Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 894-899.
9. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Голиков А.М. Учет потенциальных гармоник в методе гиперсферических функций. - В кн.: Программа и тезисы докл. XXIV Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1974, с. 182.
10. Бурсак А.В., Горбатов А.М. Уравнение Шредингера в базисе угловых потенциальных функций. - Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 1347-1350.
11. Горбатов А.М. Расчет низколежащих уровней многонуклонных ядер методом угловых потенциальных функций. - Тр. Междунар. конф. по избр. вопросам структуры ядра. Дубна, ОИЯИ, 1976, т. 1, с. 7.
12. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Матричные элементы в методе угловых потенциальных функций. - Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 754-758.
13. Бурсак А.В., Вержбицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Потенциальные гармоники и матричные элементы уровней O^+ ядра ${}^{16}\text{O}$. - Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 491-494.
14. Горбатов А.М. К вопросу о сжимаемости ядерного вещества. - Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 991-993.
15. Горбатов А.М. Квазиклассическое приближение в расчете легких ядер с реалистическим NN -взаимодействием. - В кн.: Тезисы докл. XXVII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1977, с. 477.
16. Горбатов А.М. Сжимаемость ядер при больших изменениях плотности. - В кн.: Тезисы докл. XXVIII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1977, с. 434.
17. Бурсак А.В., Вержбицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б., Швин Ю.Л. Деформация спектра ядра ${}^6\text{Li}$ при сжатии. - Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 39-42.
18. Горбатов А.М. Расчет спектра ядра ${}^6\text{Li}$ с реалистическим NN -взаимодействием. В кн.: Тезисы докл. XV Международн. совещ. по ядерн. спектроскопии и теории ядра. Дубна, ОИЯИ, 1978, с. 30-31.

19. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Расчет энергии связи ядра ${}^4\text{He}$ в базе потенциалных гармоник. - В кн.: Тезисы докл. XXV Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1978, с. 428.
20. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Спектр уровней ядра ${}^6\text{Li}$ в основном приближении метода гиперсферических функций. - В кн. Тезисы докл. XXV Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1978, с. 482.
21. Горбатов А.М., Швин Ю.Л., Петельная модель ядра. - В кн. Тезисы докл. XV Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1978, с. 483.
22. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. О существовании простой схемы оценки энергии связи ядер S-оболочки. - Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 891-893.
23. Горбатов А.М. Метод угловых потенциалных функций. Гиперядра. - Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 270-285.
24. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Асимптотические оценки для 4-х нуклонной задачи в K-гармоническом базисе. - В кн.: Тезисы докл. XXIX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1979, с. 163.
25. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Расчет спектра низколежащих уровней ядра ${}^6\text{Li}$ в базе потенциалных гармоник. - В кн.: Тезисы докл. XXIX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1979, с. 164.
26. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Расчет спектра ядра ${}^6\text{Li}$ для потенциала ен. - В кн.: Тезисы докл. XXIX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1979, с. 165.
27. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Спектр уровней ядра ${}^7\text{Li}$ в основном приближении метода гиперсферических функций. - В кн.: Тезисы докл. XXIX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1979, с. 166.
28. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. П-модель и спектр ядра ${}^6\text{Li}$. - Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 866-874.

29. Бурсак А.В., Вержицкий В.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Нецентральные силы и спектр ядра ${}^7\text{Li}$. - Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 339-342.
30. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Расчет ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^{15}\text{O}$ с реалистическим NN-взаимодействием. - Тр. Международного симпозиума по проблеме нескольких тел в ядерной физике, Дубна, ОИЯИ, 1979, с. 87.
31. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Микроскопический расчет ядра ${}^{16}\text{O}$ с реалистическим NN-взаимодействием. - Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 944-948.
32. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. П-модельные расчеты ядер p-оболочки с реалистическим NN-взаимодействием. Ядро ${}^{15}\text{O}$. - Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1487-1492.
33. Горбатов А.М. Методы вычисления гиперрадиальных функций в уравнениях П-модели. - Микроскопич. расчеты легких ядер: межвуз. темат. сб. Калининск. гос. ун-т. - Калинин, 1979, с. 42-48.
34. Горбатов А.М., Чижова Н.В. Построение физического базиса с помощью многочленов Гегенбауэра. - Микроскопич. расчеты легких ядер: межвуз. темат. сб./Калининск. гос. ун-т. - Калинин, 1979, с. 5-24.
35. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Чувствительность энергии связи легких ядер к вкладам D-волны в дейтроне. - В кн.: Тезисы докл. XXX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1980, с. 447.
36. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Спектр ядра ${}^6\text{Li}$ для реалистических NN-потенциалов с мягким кором. - В кн.: Тезисы докл. XXX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1980, с. 461.
37. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Швин Ю.Л. Чувствительность основного состояния ядра ${}^4\text{He}$ к параметрам реалистических NN-сил. - В кн.: Тезисы докл. XXX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1980, с. 462.
38. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Спектр уровней нормальной четности ядра ${}^{14}\text{N}$ в базе потенциалных гармоник. - В кн.: Тезисы докл. XXX Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядра. Л.: Наука, 1980, с. 463.
39. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б. Тестирование фазоинвариантных потенциалов по ядерным данным. - Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 636-643.

40. Горбатов А.М., Рудяк Б.В. Влияние плотностных колебаний гиперядер на энергию отделения Λ -частицы.- Микроскопич. расчеты легких ядер: межвуз. темат. сб./Калининск. гос. ун-т.- Калинин, 1981, с. 68-72.
41. Горбатов А.М., Разумовская З.К., Седлецкая И.И., Шейн Ю.Л. Рекуррентные соотношения в методе угловых потенциальных функций.- Микроскопич. расчеты легких ядер: межвуз. темат. сб./Калининск. гос. ун-т.- Калинин, 1981, с. 73-84.
42. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Шейн Ю.Л. Расчет ядра ${}^4\text{He}$ с реалистическими NN -потенциалами.- В кн.: Тезисы докл. XXXI Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1981, с. 178.
43. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н. Расчет спектра уровней отрицательной четности ядра ${}^{16}\text{O}$. - В кн.: Тезисы докл. XXXI Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1981, с. 164.
44. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Корреляция между расчетными свойствами ядер ${}^{16}\text{O}$ и ${}^2\text{H}$. - В кн.: Тезисы докл. XXXII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1982, с. 157.
45. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Восстановление NN -потенциала по фазам рассеяния и энергии связи дейтрона E_D . - В кн.: Тезисы докл. XXXII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1982, с. 225.
46. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Метод угловых потенциальных функций. Состояния аномальной четности.- Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 1138-1149.
47. Горбатов А.М., Рудяк Б.В. Описание гиперядерных систем в методе гиперсферических функций с двумя коллективными переменными.- Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 602-606.
48. Горбатов А.М. Операторы парных корреляций в легких ядрах.- Микроскопич. расчеты легких ядер: межвуз. темат. сб./Калининск. гос. ун-т.- Калинин, 1982, с. 110-130.
49. Горбатов А.М., Бурсак А.В., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Перенормировка NN -потенциала в микроскопическом описании свойств легких ядер.- Микроскопич. расчеты легких ядер: межвуз. темат. сб./Калининск. гос. ун-т.- Калинин, 1982, с. 134-154.

50. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Определенные NN -потенциала по фазам рассеяния и энергии связи дейтрона.- Известия АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 84-86.
 51. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Корреляция между расчетными свойствами ядер ${}^{16}\text{O}$ и ${}^2\text{H}$. - Известия АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 914-916.
 52. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Операторы парных корреляций и сходимость разложения по гиперсферическому базису в ядре ${}^4\text{He}$. - В кн.: Тезисы докл. XXXIII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1983, с. 164.
 53. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Нелокальное NN -взаимодействие в методе гиперсферических функций.- В кн.: Тезисы докл. XXXIII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1983, с. 165.
 54. Бурсак А.В., Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В. Гиперядро ${}^5\text{He}$ и низкоэнергетическое рассеяние Λ -гиперона на ядре ${}^4\text{He}$ с полуреалистическими ΛN -потенциалами.- В кн.: Тезисы докл. XXXIII Совец. по ядерн. спектроскопии и структуре ат. ядр. Л.: Наука, 1983, с. 166.
 55. Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Рудяк Б.В., Бурсак А.В. Роль $1S$ -, $(1S)^2$ - и 1^2 - сил в легких ядрах и нелокальный NN -потенциал.- Теория квантовых систем с сильным взаимодействием: сб. научных трудов/Калининск. гос. ун-т.- Калинин, 1983, с. 4-33.
 56. Горбатов А.М., Бурсак А.В., Рудяк Б.В., Шейн Ю.Л. Микроскопические расчеты ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O}$ и оценка P -модели.- Теория квантовых систем с сильным взаимодействием: сб. научных трудов/Калининск. гос. ун-т.- Калинин, 1983, с. 34-54.
- Цитированная литература:
57. Фаддеев Л.Д. Математические вопросы квантовой теории рассеяния для систем трех частиц.- Тр. матем. ин-та АН СССР, 1963, т. 69, 121 с.
 58. Симонов Ю.А. Метод многомерных гармоник в теории связанных состояний ядер.- В кн.: Проблемы современной ядерной физики: сб. докладов на Втором проблемном симпозиуме по физике ядра. М.: Наука, 1971, с. 51-78.
 59. Горбатов А.М. Применение метода гармонических полиномов для расчета свойств ядер: .

- Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Москва, 1970.- II5 с.
 Базь А.И., Горбатов А.М., Демин В.Ф., Пасняков И.Г. О восстановлении MV -потенциалов по ядерным данным.- Письма в журн. эксп. и теор. физики, 1970, т. 12, с. 151-153.
60. D.Cogny, P.Pires, R.de Turreil. A smooth realistic local nucleon-nucleon force suitable for nuclear Hartree-Fock calculations.- Phys.Lett.B, 1970, v. 32, p. 591-595.
 61. J.W.Humberston, M.A.Hennell. Triton binding energy calculations with the Hamada-Johnston potential.- Phys.Lett.B, 1970, v. 31, p. 423-425.
 62. J.J.Benayoun, C.Gignoux. Trinucleon calculation with realistic interactions.- Lett.Nuovo Cimento, 1972, v. 5, p. 313-314.
 63. V.F.Demin, Yu.E.Pokrovsky, V.D.Efros. Bound-state properties of three and four nucleons with realistic forces.- Phys.Lett.B, 1973, v. 44, p. 227-230.
 64. M.Fabre de la Ripelle. The hyperspherical formalism.- Rev. roumaine phys., 1969, v. 14, p. 1215-1222.
 65. Эфрос В.Д. К методу К-гармоник в задаче нескольких нуклонов.- Ядерная физика, 1972, т. 15, с. 226-241.
 66. Горбатов А.М. Волновая функция и матричные элементы в методе К-гармоник.- Ядерная физика, 1969, т. 10, с. 950-958.
 67. Горбатов А.М. Метод угловых потенциальных функций в проблеме многонуклонных атомных ядер: учебное пособие./Калинин. гос. ун-т.- Калинин, 1975, ч. I - 168 с.
 68. Горбатов А.М. Метод угловых потенциальных функций в проблеме многонуклонных атомных ядер: учебное пособие./Калининск. гос.ун-т.- Калинин, 1975, ч. II.- 143 с.
 69. R.Ceuleneer, M.Erculisse, J.Gilles. Extended shell-model calculations for the A=6.- Phys.Lett.B, 1976, v. 65, p.101-102.
 70. H.Eikemeier, H.Hackenbroich. A phenomenological local soft-core nucleon-nucleon potential.- Nucl.Phys.A, 1971, v. 169, p. 407-416.
 71. D.W.L.Sprung, R.de Turreil. Construction d'un potentiel nucleon-nucleon a coeur tres mou (SSC).- Nucl. Phys. A, 1973, v. 201, p. 193-207.
 72. R.de Turreil, B.Rouben, D.W.L.Sprung. Super-soft-core nucleon-nucleon interaction with π -, ρ - and ω -exchange contributions.- Nucl. Phys. A, 1975, v. 242, p. 445-460.
 73. J.Côté, B.Rouben, R.de Turreil, D.W.L.Sprung. Third order perturbation calculations in nuclear matter for realistic potentials.- Nucl. Phys. A, 1976, v. 273, p. 269-285.
 74. R.V.Reid. Local phenomenological nucleon-nucleon potentials.- Annals of Phys., 1968, v. 50, p. 411-448.
 75. T.Hamada, I.D.Johnston. A potential model representation of two-nucleon data below 315 MeV.- Nucl. Phys., 1962, v. 34, p. 382-403.
 76. R.A.Malfliet, J.A.Tjon. Solution of the Faddeev equations for the triton problem using local two-particle interactions.- Nucl. Phys. A, 1969, v. 127, p. 161-168.
 77. Бабяков В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике.- М.: Наука, 1976.- 288 с.
 78. M.Gari, H.Huuga, J.G.Zabolitzky. Charge form factors of doubly closed shell nuclei.- Nucl. Phys. A, 1976, v. 271, p. 365-400.

Подписано в печать 13.06.83. EA-03463. Заказ 489 Тираж 100 экз.

Отпечатано на ротапринтере КГУ.