ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 3792

Б.Н.Калинкин

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

Дубна 1968

4 - 3792

Б.Н.Калинкин

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

В диссертации излагаются результаты, полученные автором в двух циклах работ. Этим обусловлено ее название и распределение материала по двум разделам.

I.

Первый раздел посвящен исследованию реакций между сложными ядрами - новой бурно развивающейся области ядерной физики. В настоящее время в ряде центров в СССР и за рубежом построено несколько ускорителей разных типов, способных давать интенсивные пучки ускоренных ядер - "тяжелых ионов". Быстрое накопление экспериментальных данных, многоообразие происходящих процессов ставит весьма остро вопрос об их теоретическом осмыслении, без чего разумное использование новых возможностей затруднительно.

Естественно, что на первом этапе необходимо исследовать наиболее важные процессы, сосредоточившись на их основных особенностях. К таким процессам относятся упругое, неупругое рассеяние и реакции передачи. При их рассмотрении следует выделить то новое качество, которое отличает рассеяние сложных ядер от рассеяния легких частиц - протонов и нейтронов.

На первый взгляд, проблема описания реакций между сложными ядрами, рассмотренная в этом разделе, представляется невообразимо сложной и неприступной. Действительно, мы имеем дело со столкновением двух квантовых коллективов сильно взаимодействующих между собой частиц.

Однако учёт характера задачи (столкновение тяжелых частиц) и применение феноменологических методов исследования (оптическая модель) позволяют провести анализ целого ряда наблюдаемых явлений.

Обстоятельствами, существенно упрощающими такой анализ, являются, во-первых, квазиклассичность относительного движения сталкивающихся ядер и, во-вторых, относительно малая величина эффектов изменения энергии, углового момента или перераспределения заряда и массы между ядрами.

Действительно, непосредственные оценки характерных значений параметров, существенных при решении такого рода задач, дают:

$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \approx 20 \div 50 \gg 1$ – кулоновский параметр;

$R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \approx 7 \div 12\,ф$ – расстояние, на котором включаются ядерные силы, равное приближенно сумме радиусов сталкивающихся ядер;

$\lambda \approx (1 \div 2)\, 10^{-1}\, ф$ – де-бройлевская длина волны, соответствующая относительному движению;

$\ell_0 = R_0/\lambda \approx 40 \div 120 \gg 1$ – угловой момент (в единицах $\hbar$) при касательном столкновении;

$\Delta/\lambda \approx 2ф/\lambda \gg 1\,(10 \div 20)$, Δ – расстояние, на котором ядерное взаимодействие изменяется практически от нуля до своего максимального значения.

Численные значения этих параметров указывают на то, что можно использовать квазиклассическое приближение, точность которого должна быть достаточно высокой.

С другой стороны, учитывая малость "потерь" энергии ΔE, массы $\Delta\mu$ (в реакции передачи) и углового момента $\Delta\ell$ по сравнению с исходными значениями этих величин

$$\Delta E/E \ll 1, \quad \Delta\mu/\mu \ll 1, \quad \Delta\ell/\ell_0 \ll 1,$$

можно с успехом использовать "квазиупругое" приближение, заключающееся в переходе к пределу $\Delta E \to 0$, $\Delta\mu \to 0$, $\Delta\ell \to 0$.

Следствием использования квазиклассики и квазиупругого характера многих процессов, наблюдаемых при столкновениях атомных ядер в надбарьерной области энергий ($E > V_B$), является сильное упрощение теоретического анализа, его физическая прозрачность и наглядность.

1. На этой основе в первой главе исследуется упругое рассеяние сложных ядер/1/. Оно представляет значительный интерес, так как может дать определенную информацию об основных параметрах их взаимодействия. В дальнейшем эта информация используется для описания процессов неупругого типа (гл. 2,3).

Вкратце основная суть исследования состоит в следующем.

Исходя из известного определения амплитуды упругого рассеяния

$$f(\theta) = \frac{i\lambda}{2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1 - \exp 2i\delta_\ell)\, P_\ell(\cos\theta), \tag{1}$$

после подстановки асимптотического выражения для полиномов Лежандра и выделения членов, дающих подавляющий вклад, для углов $\theta \neq 0$, получаем:

$$f(\theta) \cong \frac{\lambda}{(2\pi \sin\theta)^{1/2}} \sum_{\ell=0}^{\infty} (\ell+1/2)^{1/2} \exp\{i[2\delta_\ell - (\ell+1/2)\theta - \frac{\pi}{4}]\}, \tag{2}$$

причём фазы δ_ℓ парциальных волн, практически полностью определяющих величину амплитуды, связаны с углом рассеяния соотношением[2]:

$$2\, d\,\delta_\ell / d\ell = \theta(\ell), \qquad (3)$$

$$\theta(\ell) = \pi - 2 \int_{R^{min}}^{\infty} (\ell + 1/2)^2 \left[\frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V(R)) - (\ell+1/2)^2/R^2\right]^{-1/2} R^{-2} dR. \qquad (4)$$

Помимо кулоновского $V(R)$ в (4) учитывается и ядерное взаимодействие $V_{яд.}(R)$. Наиболее простой вид этого взаимодействия, разумно описывающий его основные особенности, можно определить формулой Саксона-Вудса

$$V_{яд.}(R) = -V_o\left[1 + \exp\left(\frac{R - R_o}{a}\right)\right]^{-1}, \qquad (5)$$

$$R_o = r_o\left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}\right).$$

Константы r_o, a и V_o, как и в обычной оптике, являются параметрами теории, которые следует определить путем анализа экспериментов по упругому рассеянию.

Таким образом, действительная часть фазы δ_ℓ может быть вычислена путем задания параметров r_o, a, V_o.

Исследование поведения классического угла отклонения в зависимости от ℓ позволяет произвести наглядную параметризацию мнимой части фазы. Действительно, при больших ℓ функция $\theta(\ell)$ мала и положительна. При уменьшении ℓ $\theta(\ell)$ растет (увеличивается кулоновский потенциал), достигая максимума при $\ell = \ell_1$ (что обусловлено включением ядерных сил). При дальнейшем уменьшении ℓ функция $\theta(\ell)$ быстро уменьшается и, достигая нуля при некотором $\ell = \ell_1$, быстро устремляется к большим по модулю отрицательным значениям. Таким об-

разом, при $\ell = \ell_1$ тяжелый ион движется вокруг ядра-мишени в зоне действия ядерных сил, проходя при этом значительное расстояние. Вероятность реализации всевозможных процессов неупругого типа в этом случае близка к единице. Поэтому можно принять, что амплитуда парциальной волны с $\ell = \ell_1$ равна нулю, т.е. происходит полное поглощение. Эта картина позволяет ввести для описания мнимой части фазы функцию, обладающую необходимыми свойствами;

$$\mathrm{Im}\,\delta_\ell = \begin{cases} -\infty & ; \quad \ell \le \ell_1 \\ b \ln\left(\dfrac{\ell - \ell_1}{\ell_r - \ell_1}\right) & ; \quad \ell_1 \le \ell \le \ell_r \\ 0 & ; \quad \ell \ge \ell_r \end{cases} \qquad (6)$$

Положительный параметр "b" введен для описания интенсивности включения поглощения. Его также следует определить путем анализа экспериментальных данных.

Варьируя параметры r_o, a, V_o и b, удается хорошо согласовать теоретический расчёт для функции $d\sigma / d\sigma_{рез.}$ ($d\sigma_{рез.}$ – дифференциальное сечение резерфордовского рассеяния) с экспериментальными данными, полученными для различных комбинаций сталкивающихся ядер при разных энергиях.

Такое сравнение показывает, что наилучшим набором параметров является:

$$V_o = 40 \div 45 \text{ Мэв}; \quad a = 0{,}5 \text{ ф}; \quad r_o = 1{,}28 \text{ ф} \quad b = 1{,}4\text{-}1{,}5 \qquad (7)$$

Следует заметить, что изменение величины этих параметров различным образом отражается на форме кривой отношения сечений. Это обстоятельство сильно облегчает их определение.

Возникает вопрос о точности анализа, так как в расчётах широко использовалось квазиклассическое приближение. Ответ можно получить, если сравнить результаты наших расчётов (7) с результатами, полученными независимо Портером и Ауэрбахом[3] квантовомеханическим путем:

$$V_0 = 42 \text{ Мэв}; \quad a = 0{,}49 \text{ ф}; \quad r_0 = 1{,}27 \text{ ф}; \quad \xi = 0{,}255 \qquad (8)$$

Первые три параметра в (7) и (8) совпадают с высокой точностью. Что какается параметров b (в (6) и ξ (8), то сравнить их непосредственно нельзя, так как параметризация поглощения различна: в описанном нами анализе параметризовалась мнимая часть фазы, а в работе[3] – мнимая часть потенциала.

Однако помимо сечения упругого рассеяния было исследовано и сечение реакции σ_r [4,5], определяемое мнимой частью фаз рассеяния. Расчёты находятся в хорошем соответствии с имеющимися экспериментальными данными. Сравнение с результатами в[3] показывает, что и здесь согласие отличное. Эти факты свидетельствуют о высокой точности квазиклассического приближения.

Итак, квазиклассический вариант оптической теории, простой и с физической точки зрения наглядный, оказывается в состоянии описать поведение сечения упругого рассеяния сложных ядер практически во всем угловом интервале, несмотря на то, что оно изменяется в очень широких пределах (функция $d\sigma/d\sigma_{\text{рез}}$ изменяется от 1 до 10^{-5}) и имеет весьма сложный характер. Объясняется также и величина сечения реакции.

Оценка возможного влияния коллективных эффектов (динамической деформации и поляризации заряда сталкивающихся ядер) показывает[6], что эти эффекты, вообще говоря, малы, и могут проявиться лишь в исключительных случаях.

2. Процесс неупругого рассеяния является важным средством изучения как структуры ядра, так и самого механизма взаимодействия. Во второй главе рассмотрены некоторые вопросы, связанные с изучением надбарьерного неупругого рассеяния сложных ядер. При этом непосредственно использованы результаты феноменологического анализа упругого рассеяния, описанного выше.

В борновском приближении (справедливом при энергиях, существенно превышающих кулоновский барьер) амплитуда неупругого процесса T_{if} [7] имеет вид:

$$T_{if} = 4\pi A_\lambda \sum_{\ell\ell'} i^{\ell-\ell'-\lambda} \exp[i(\delta^i_\ell + \delta^f_{\ell'})](2\ell'+1)^{1/2}(\ell'\lambda-\mu\mu\,|\,\ell 0)\times \qquad (9)$$

$$(\ell'\lambda 00\,|\,\ell 0)\, Y_{\ell\mu}(\theta, 0)\, M^\lambda_{\ell,\ell'} \quad ;$$

$$M^\lambda_{\ell\ell'} = \frac{1}{k_i k_f}\int_0^\infty f_{\ell'}(k_f R)\, F_\lambda(R)\, f_\ell(k_i R)\, dR \quad . \qquad (10)$$

Величина A_λ и входящая в матричный элемент (10) функция $F_\lambda(R)$ связаны с приведенным матричным элементом перехода соотношением:

$$\langle J_f \,\|\, V_\lambda(R, \xi)\,\|\, J_i \rangle\rangle = A_\lambda F_\lambda(R), \qquad (11)$$

где $V_\lambda(R, \xi)$ – λ – компонента потенциала:

$$V_{int}(\vec{R}, \xi) = \sum_{\lambda,\mu} V^*_{\lambda,\mu}(R, \xi)\, Y_{\lambda\mu}\left(\frac{\vec{R}}{R}\right),$$

приводящая к переходу (ξ – внутренние переменные). Волновые функции относительного движения $f_\ell(kR)$ удовлетворяют уравнению Шредингера:

$$\left[\frac{d^2}{dR^2} + k^2 - \frac{2k\eta}{R} - \frac{\ell(\ell+1)}{R^2} - \frac{2m}{\hbar^2} V(R)\right] f_\ell(kR) = 0 \,, \qquad (12)$$

причем $V(R)$ – оптический потенциал, удовлетворительно описывающий упругое рассеяние. Асимптотический вид функций $f_\ell(kR)$ дается выражением

$$f_\ell(kR) \cong \sin\left[kR - \eta \ln 2kR - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_\ell\right] = \sin\phi_\ell, \tag{13}$$

где $\delta_\ell = \sigma_\ell + \kappa_\ell$, $\sigma_\ell = \arg\Gamma(\ell+1+i\eta)$ – кулоновская фаза, а κ_ℓ –добавка, обусловленная наличием ядерного взаимодействия.

Наибольшие трудности возникают при вычислении матричных элементов $M^\lambda_{\ell,\ell'}$, так как необходимо использовать радиальные части оптических волновых функций. Последние в случае рассеяния тяжелых частиц особенно сложны. Кроме того, для вычисления дифференциального сечения необходимо иметь несколько десятков таких функций. Поэтому важно найти возможность вычислить матричные элементы $M^\lambda_{\ell,\ell'}$ более простым способом, минуя стадию получения волновых функций $f_\ell(kR)$, являющихся решением очень сложного дифференциального уравнения (12).

Характер задачи – квазиклассичность относительного движения и то обстоятельство, что подавляющий вклад в сечение вносят периферические столкновения ($\exp(\operatorname{Im}\delta_\ell) = 0$ при $\ell \leq \ell_1$ и $R^{\min}(\ell_1) > R_0$) – указывают на возможность сильного упрощения задачи/8/.

Поясним идею на простейшем примере. Допустим, что механизм возбуждения – кулоновский. Кроме того, положим $V(R)=0$, $\delta_\ell \equiv \sigma_\ell$. Необходимо получить матричный элемент для $E1$-перехода в квазиупругом приближении:

$$M^{-2}_{\ell+1,\ell}(\text{кул}) = \frac{1}{k^2}\int_0^\infty f_{\ell+1}\frac{1}{R^2} f_\ell\, dR \tag{14}$$

Записав уравнение Шредингера для функций f_ℓ и $f_{\ell'}$, умножая первое на $f_{\ell'}$, второе на f_ℓ и составив их разность, после интегрирования по dR, получим:

$$\int_0^\infty f_{\ell'}\left[\frac{\ell'(\ell'+1)}{R^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{R^2}\right] f_\ell\, dR = -\left[f_{\ell'}\frac{df_\ell}{dR} - f_\ell\frac{df_{\ell'}}{dR}\right]_0^\infty \tag{15}$$

Так как $\ell' = \ell+1$, то:

$$(2\ell+1)\int_0^\infty f_{\ell+1} f_\ell \cdot \frac{dR}{R^2} = -\left[f_{\ell+1}\frac{df_\ell}{dR} - f_\ell\frac{df_{\ell+1}}{dR}\right]_0^\infty. \tag{16}$$

Правая часть (16) при $R \to 0$ обращается в нуль. Учитывая асимптотическое поведение (13) функций f_ℓ, имеем

$$(df_\ell/dR)_{R\to\infty} = k\cos\phi_\ell,$$

тогда

$$-\left[f_{\ell+1}\frac{df_\ell}{dR} - f_\ell\frac{df_{\ell+1}}{dR}\right] = k\sin(\phi_\ell - \phi_{\ell+1}). \tag{17}$$

Воспользовавшись определением фаз σ_ℓ, получаем

$$\phi_\ell - \phi_{\ell+1} = \pi/2 - \operatorname{Im}\ln(\ell+1+i\eta). \tag{18}$$

Поэтому

$$M^{-2}_{\ell+1,\ell}(\text{кул}) = (2k\,|\,\ell+1+i\eta\,|)^{-1}\,. \tag{19}$$

Этот результат полностью совпадает с определением матричного элемента $M^{-2}_{\ell+1,\ell}$ (кул), полученным путем непосредственного интегрирования с кулоновскими волновыми функциями[9].

Теперь учтем влияние искажений, вносимых ядерными силами. Для разности $\phi_\ell - \phi_{\ell+1}$ получаем:

$$\phi_\ell - \phi_{\ell+1} = \pi/2 + \mathrm{Re}(\delta_\ell - \delta_{\ell+1}) + i\,\mathrm{Im}(\delta_\ell - \delta_{\ell+1}) =$$

$$= \frac{1}{2}\left[\pi - \theta(\ell) + i\,\mathrm{Im}(\delta_\ell - \delta_{\ell+1})\right]; \quad \ell_1 \le \ell \le \ell_r \tag{20}$$

Отсюда:

$$\sin(\phi_\ell - \phi_{\ell+1}) = \cos\left[\frac{\theta(\ell)}{2}\right]\mathrm{Ch}\left[\mathrm{Im}(\delta_\ell - \delta_{\ell+1})\right] + \tag{21}$$

$$+ i\sin\left[\frac{\theta(\ell)}{2}\right]\mathrm{Sh}\left[\mathrm{Im}(\delta_\ell - \delta_{\ell+1})\right].$$

Учёт искажающего влияния ядерных сил необходим лишь в зоне $\ell_1 \le \ell \le \ell_r$. При $\ell > \ell_r$:

$$M^{-2}_{\ell+1,\ell}(\text{иск}) \equiv M^{-2}_{\ell+1,\ell}(\text{кул})\,.$$

Аналогичный подход развит и для случая переходов E2-типа.

В качестве дополнительного примера можно привести также случай, когда учитывается ядерный механизм возбуждения коллективных состояний (ротационных или вибрационных).

Радиальная часть диагонального матричного элемента в квазиупругом приближении определяется соотношением

$$\int_0^\infty f_\ell \frac{dV(R,R_0)}{dR_0} f_\ell\, dR = -\frac{E}{k}\frac{d\delta_\ell}{dR_0}\,. \tag{22}$$

В диссертации показано, что если воспользоваться аппроксимацией "хвоста" ядерного потенциала полиномом по степеням R, то окончательные результаты для матричных элементов $M^{\lambda}_{\ell,\ell'}$ представляются в аналитическом виде[10].

Для тех случаев, когда необходимо отказаться от "квазиупругого" приближения, для $M^{\lambda}_{\ell,\ell'}$ дано орбитальное представление[11,12], позволяющее учесть поправки, обусловленные потерей энергии и передачей углового момента.

Построенный аппарат сильно упрощает анализ неупругого рассеяния сложных ядер. Это позволяет выяснить ряд важных вопросов. К ним относится, например, нетривиальный для надбарьерных энергий вопрос о соотношении вкладов кулоновского и ядерного механизмов возбуждения[13]. Исследование, проведенное во второй главе, позволяет установить, что при рассеянии "тяжелых" ионов средней и большой массы ($Z \ge 8$) на ядрах, сопровождаемом возбуждением низколежащих коллективных и одночастичных состояний подавляющий вклад в сечение вносит кулоновский механизм возбуждения. Поскольку теория позволяет оценить эффект искажений, вносимых ядерными силами, то появляется возможность выделить спектроскопические характеристики возбужденных состояний и в случае надбарьерных энергий, при которых процессы идут с большими сечениями.

Напротив, при возбуждении высоко расположенных состояний вклад кулоновского механизма резко падает, и основным становится ядерный, для которого реализуется ситуация "удара". Это позволяет поставить вопрос об исследовании таких состояний и, что особенно интересно (поскольку главную роль при рассеянии сложных ядер играют периферические столкновения), их структуры в поверхностном слое ядра.

Рассмотрен также вопрос об угловом распределении при неупругом рассеянии ядер и продуктов их дезинтеграции/14,15/.

3. В третьей главе первого раздела исследуется угловое распределение продуктов реакции передачи/16,17/. Используется тот же подход, что и в главах 1 и 2. При этом параметры, характеризующие ядерное взаимодействие сталкивающихся ядер, считаются известными (из анализа упругого рассеяния). Единственным свободным параметром является величина a, связанная с затуханием волновой функции передаваемого нуклона на периферии ядра.

Проведенный анализ обширного экспериментального материала демонстрирует высокую точность модели. Она объясняет не только главные черты угловых распределений, но и ряд характерных деталей (дифракционные явления на малых углах, вибрации в поведении сечения на больших углах/18,10/ и т.д.).

Обобщение теории на случай мультинуклонных передач/19/ позволяет качественно объяснить усложнение формы угловых распределений и выявить причины этого.

Следствием теории является практически полная независимость углового распределения от величины передаваемого момента. В этом отношении реакции передачи качественно отличаются от реакций дейтонного срыва и подхвата.

Тот факт, что подавляющий вклад в реакцию дают периферические столкновения, может способствовать в дальнейшем использованию реакций этого типа для изучения вопроса о нуклонных ассоциациях в поверхностном слое атомных ядер. Таким образом, реакции между сложными ядрами являются мощным средством изучения структуры поверхностной зоны ядра, оказывающей большое влияние на его свойства.

II.

Во втором разделе диссертации в центре внимания находятся вопросы структуры ядра. Основу современной теории ядра составляют два момента: среднеполевые характеристики - одночастичный спектр и волновые функции, и учёт коррелятивных сил, действующих между нуклонами.

В многочисленных работах В.Г.Соловьева, С.Т.Беляева, А.Б.Мигдала и их сотрудников был достигнут значительный прогресс в понимании влияния коррелятивных сил на спектр возбуждений, интенсивности переходов и свойства ядер в основном состоянии. Из этих работ следует, что вид и величина коррелятивных сил практически не зависят от A. Были развиты методы по эффективному учёту этих сил в различных приближениях.

Не менее важной стороной теории является одночастичный базис, без которого вообще невозможно проводить какие бы то ни было расчёты и исследования. С физической точки зрения, среднее поле и построенный на нем одночастичный спектр фактически определяют индивидуальность каждого ядра.

Если среднее поле выбрано недостаточно корректно, то даже при наличии идеальных методов учёта коррелятивных сил мы не достигнем удовлетворительных результатов. На практике в таких случаях трудно понять, в чем причина возникающих подчас резких расхождений между теорией и экспериментом, повинен ли в этом базис, выбранный недостаточно хорошо, или требуется дальнейшая детализация коррелятивных сил.

Ясно поэтому, насколько важны вопросы, связанные с исследованием среднего поля ядер и их одночастичного спектра.

Наиболее сложными они являются в деформированных ядрах. На первом этапе развития теории можно было ограничиться использованием схемы Нильссона/20/. На этом пути было получено много интересных результатов. Однако, поскольку эта схема является слишком грубым приближением, нельзя рассчитывать на удовлетворительный количественный анализ ядерных явлений.

Накопленные к настоящему времени факты свидетельствуют о том, что среднее поле ядер лучше всего описывать конечным потенциалом с размытым краем. В случае деформированных ядер в качестве среднего поля разумно использовать анизотропный потенциал Саксона-Вудса. Однако отыскание одночастичного спектра в этом случае - задача весьма сложная.

1. В первой главе этого раздела, имеющей вспомогательный характер, изучается возможность отыскания приближенного решения уравнения Шредингера с сферически-симметричным потенциалом Саксона-Вудса, допускающего аналитическую запись. Детальное исследование показывает, что такое решение можно построить, причём оно хорошо передает поведение "точного", полученного численным путем /21/.

Преимущества работы с аналитическими функциями очевидны. Например, можно получить матричные элементы для ряда операторов в замкнутом виде и производить учёт влияния межнуклонных корреляционных сил.

Важным следствием является и то, что можно использовать полученные волновые функции в качестве базисных в представлении решения для потенциалов, обладающих более сложной симметрией, т.е. обеспечить аналитическую запись решения и в этом случае. (Это обстоятельство используется во второй главе).

Попутно на основании весьма высокой стабильности параметров ядерного потенциала при изменении массового числа, рассчитывается спектр состояний ядер в трансурановой области. Расчёты /22/ показывают, что наиболее вероятным дважды магическим ядром в этой области (т.е. наиболее стабильным) является ядро с $Z = 114$ и $N = 184$ (а не $Z = 126$ и $N = 184$, как считалось раньше). Этот результат был подтвержден в дальнейшем рядом других авторов. Разумеется, вывод этот основан на экстраполяции и может стать окончательным лишь после экспериментальной проверки. Однако он интересен в том отношении, что может указать направление работ при синтезе новых элементов.

2. Во второй главе исследуется вопрос об одночастичных состояниях сильнодеформированных ядер, среднее поле которых описывается анизотропным потенциалом Саксона-Вудса. Впервые такую задачу решали П.Э.Немировский и В.А.Чепурнов /23/, использовавшие метод численного интегрирования системы дифференциальных уравнений. При всех его достоинствах (например, последовательный учёт влияния сплошного спектра, точность получаемого результата) этому методу свойственны и серьезные недостатки. Решения получаются лишь в численном виде и требуют затраты очень большого времени работы на ЭВМ. Это препятствует его широкому практическому использованию.

Главным итогом второй главы и всего раздела в целом явилась разработка и исследование метода решения уравнения Шредингера в нетривиальном случае деформированных ядер /24-26/. При этом мы стремились к тому, чтобы метод удовлетворял следующим основным требованиям. Во-первых, в гамильтониан должны быть включены члены, учитывающие известные физические факты (например, спин-орбитальное взаимодействие и его зависимость от деформации, искажение кулоновского поля), а волновые функции должны быть в достаточной мере корректными (в смысле полноты набора базисных состояний).

Во-вторых, метод должен допускать обобщения и притом наиболее простым способом (случай неаксиальных ядер, учёт примесей высших мультипольностей в форме ядра). В-третьих, он должен быть эффективным, т.е. не вызывать затруднений при широком использовании в приложениях.

Суть метода заключается в следующем. Предполагая, что средний радиус деформированного аксиально-симметричного ядра зависит от параметра деформации β и угла θ относительно оси симметрии

$$R = R_0[1 + \beta Y_{20}(\theta)] \qquad (23)$$

(R_0 – радиус равновеликого сферического ядра), для ядерного потенциала можно написать выражение:

$$V(\beta, r, \theta) = -V_0\{1 + \exp[(r - R_0(1+\beta Y_{20}(\theta))/a]\}^{-1} \qquad (24)$$

Кроме того, необходимо учитывать спин-орбитальное взаимодействие, которое в инвариантной записи выражается формулой

$$V_{s.o.} = -\kappa[\vec{p}\ \vec{\sigma}]\,\mathrm{grad}\,V. \qquad (25)$$

При рассмотрении протонных состояний необходимо учитывать также и кулоновский потенциал, соответствующий анизотропному распределению заряда.

Обозначив через $V(\beta, r, \theta)$ сумму ядерного, кулоновского и спин-орбитального взаимодействия, проведем тождественное преобразование уравнения Шредингера:

$$[-\frac{h^2}{2M}\Delta + V(\beta, r, \theta) \pm V(\beta=0, r) - E]\Psi =$$

$$(26)$$

$$= [-\frac{h^2}{2M}\Delta + V(\beta=0, r) + \tilde{V}(\beta, \vec{r}) - E]\Psi = 0,$$

где $\tilde{V}(\beta\ k, \vec{r}) = V(\beta, \vec{r}) - V(\beta=0, r)$ –добавка, описывающая отклонение взаимодействия от сферически-симметричного.

Разлагая $\tilde{V}(\beta, \vec{r})$ в ряд по сферическим функциям

$$\tilde{V}(\beta, \vec{r}) = \sum_{\lambda,\mu} C^{\mu}_{\lambda}(\beta, r) Y^{\mu}_{\lambda}(\theta, \phi) \qquad (27)$$

и отыскивая решение Ψ в виде суперпозиции

$$\Psi = \sum_{n\ell j m} a^{m}_{n\ell j} \Psi^{m}_{n\ell j}, \qquad (28)$$

приходим к системе уравнений:

$$(\epsilon_{n\ell' j'} - E) a^{m'}_{n\ell' j'} + \sum_{n\ell j m} a^{m}_{n\ell j} \langle \Psi^{m'}_{n\ell' j'} | \sum_{\lambda,\mu} C^{\mu}_{\lambda} Y^{\mu}_{\lambda} | \Psi^{m}_{n\ell j} \rangle = 0 \qquad (29)$$

(в случае аксиально-симметричного ядра λ –чётное, μ =0). Здесь $\Psi^{m}_{n\ell j}$ являются собственными волновыми функциями уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом:

$$[-\frac{h^2}{2M}\Delta + V(0, r) - \epsilon_{n\ell j}]\Psi^{m}_{n\ell j} = 0, \qquad (30)$$

для которых, согласно первой главе, может быть дано аналитическое выражение.

Таким образом, решая систему (29), получаем энергии и волновые функции (28) одночастичных состояний.

Во второй главе исследуется сходимость решений (28), влияние учёта зависимости кулоновского потенциала и спин-орбитального взаимодействия от деформации ядра β.

Показано, что при вычислении энергии и волновой функции состояния N-оболочки (N –главное квантовое число) в разложении (28) должны учитываться состояния $\Psi^{m}_{n\ell j}$, принадлежащие, по крайней мере, к оболочкам $N \pm 2$ (в отличие от нильссоновского приближения, соответствующего учёту состояний только N -оболочки).

Зависимость кулоновского потенциала и спин-орбитального взаимодействия от деформации также оказывают значительное влияние на положение уровня и структуру волновой функции.

Сравнительный анализ нашего решения с решением/23/, полученным при одних и тех же значениях параметров среднего поля, указывает на его весьма высокую точность.

При этом решение имеет аналитический вид и отыскивается в 100-120 раз быстрее, чем в-/23/. Метод допускает простое обобщение на случай более сложной зависимости среднего радиуса от θ и β, чем в (23).

3. В третьей главе второго раздела метод расчёта одночастичных состояний деформированных ядер, среднее поле которых описывается реалистическим потенциалом, применен к исследованию конкретных ядер редкоземельной области/27/.

Получены спектры нейтронных и протонных состояний, удовлетворительно описывающие наблюдаемый порядок заполнения и приводящие к правильным значениям спина и чётности основных и первых возбужденных состояний.

При этом значения параметров среднего поля оказываются такими же, как и в случае сферических ядер. Этот факт представляется интересным, так как является дополнительным аргументом, подтверждающим разумность введения понятия о среднем поле.

На основе проведенного разностороннего сравнения полученного решения с нильссоновским выявлен характер и масштаб возникающих отличий, и тем самым установлен круг вопросов, при исследовании которых необходимо применять новый подход.

Установлено, что:

а) имеются существенные изменения в поведении одночастичных уровней, расположенных вблизи границы Ферми, выражающиеся в нарушениях закона $A^{-1/3}$ для взаимного расстояния между ними;

б) матричные элементы операторов перехода типа $r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}$ (определяющих интенсивность радиационных переходов и спектр коллективных состояний) очень часто сильно отличаются от своих нильссоновских аналогов;

в) параметры развязывания обнаруживают более сложное поведение по сравнению с предписаниями нильссоновской схемы. Вообще говоря, они являются функциями от массового числа A.

Эти факты указывают на необходимость широкого использования нового подхода в современных исследованиях по теории ядра. Поэтому следует пересмотреть и уточнить анализ свойств ядер, уже проведенный в нильссоновском приближении.

Однако новый подход дает возможность рассмотреть и такие явления, которые ранее не могли быть корректно исследованы. Это наглядно продемонстрировано на примере N -запрещенных β -переходов, масштаб интенсивности которых объясняется вполне удовлетворительно.

Иными словами, эта часть диссертации представляет собой коренной пересмотр одночастичного базиса деформированных ядер и критику нильссоновского приближения, положенного в основу многочисленных работ по структуре ядра.

Основные результаты диссертации докладывались на всесоюзных и международных конференциях, летних школах по структуре ядра и ядерным реакциям и опубликованы в работах:/1/, /4-6/,/8/,/10-19/,/21-22/,/24-27/.

Л и т е р а т у р а

1. Б.Н.Калинкин, Б.И.Пустыльник. Acta Physica Pol. XXIII, 375 (1963).
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика, Физматгиз (1963).

3. E.H.Auerbach, C.E.Porter, Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley (1963).
4. B.N.Kalinkin, Nucl. Phys., 67, 377 (1965).
5. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. Acta Phys. Pol., XXV, 265(1963).
6. Б.Н.Калинкин, Ом Сан Ха, Препринт ОИЯИ Р-761 (1961).
7. W.Tobocman, Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford University press (1961).
8. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский. Acta Phys.Pol., XXX, 99(1966).
9. K.Alder, A.Bohr, T.Huus, N.Mottelson, A.Winter, Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
10. Я. Грабовский, Б.Н.Калинкин, ЯФ 1, 215 (1965).
11. Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин, ЯФ 2, 635 (1965).
12. Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин, Acta Phys. Pol., XXIX 297(1966)
13. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, ЯФ 2, 1024 (1965).
14. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, ЯФ 3, 880 (1966).
15. S.P.Ivanova, B.N.Kalinkin, Phys. Lett., 15, 152 (1965).
16. B.N.Kalinkin, J. Grabowski, Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press, Berkeley (1963), Acta Phys. Pol., XXIV, 435 (1963),
Препринт ОИЯИ Р-1238 (1963).
17. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, Препринт ОИЯИ Р-2298 (1965).
18. Ф.А.Гареев, Я.Грабовский:, Б.Н.Калинкин, ЯФ, 5, 123, (1967).
19. J.Grabowski, B.N.Kalinkin, N.F.Markova, Nuclear Physics 65, 294 (1965).
20. S.G.Nillson, Kgl.Danske Vid. Mat. Fys. Medd., 29, N.16(1955)
21. Б.Н.Калинкин, Я.Грабовский, Ф.А.Гареев, Acta Phys. Pol., XXX, 999 (1966).
22. А.Собичевский, Ф.А.Гареев, Б.Н.Калинкин. Phys. Lett., 22, No.4, 500 (1966).
23. П.Э.Немировский, В.А.Чепурнов, ЯФ 3, 998 (1966).
24. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Phys. Pol., XXXII No.3, 461 (1967).

25. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, Препринт ОИЯИ Р4-3325 (1967).
26. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, Препринт ОИЯИ Р4-3326, Дубна (1967).
27. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Препринт ОИЯИ Р4-3451 Дубна (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1968 года.