

Ба 233 471

ЭК

ОРДЕНА ЛЕНИНА АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ПОРОДЗИНСКИЙ КРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

УДК 539.171

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЧЁТНО-ЧЁТНЫМИ ДЕФОРМИРУЕМЫМИ
НЕАКСИАЛЬНЫМИ ЯДРАМИ

01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Киев - 1990

Бел. 2005

Работа выполнена в Институте ядерной энергетики АН ЕССР

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник КАШУБА И.Е.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник КОРЖ И.А.
кандидат физико-математических наук,
доцент ИВАНОВА С.П.

Ведущая организация - Физико-энергетический институт,
г.Обнинск

Защита состоится " 1 " марта 1990 года в 14¹⁵ часов
на заседании Специализированного Совета Д 016.03.01 при
Институте ядерных исследований АН УССР
(252028, г.Киев, пр.Науки 47, ИЯИ АН УССР).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Института ядерных исследований АН УССР

Автореферат разослан " 30 " января 1990 г.

Учёный секретарь
Специализированного Совета
кандидат физико-математических наук *В. Д. Чеснокова* В.Д.Чеснокова

233471

Институт ядерных исследований
Обнинск 1990
Иван Г. И. Ковалев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Одним из важнейших аспектов прикладной ядерной физики становится в последнее время оценка ядерных данных. Вызвано это в первую очередь потребностями ядерной энергетики и перспективой использования термоядерной энергии. Для предсказания основных физических характеристик проектируемых ядерно-энергетических установок необходима как можно более полная система оцененных данных по взаимодействию нейтронов с ядрами изотопов топливно-сырьевых, конструкционных и защитных материалов в широком энергетическом интервале. В связи с ужесточением требований к безопасности реакторов особую важность приобретает гарантированная ошибка расчётных результатов, которая непосредственно связана с полнотой и качеством оцененных ядерных констант.

Оценка ядерных данных в узком смысле подразумевает их компиляцию, анализ экспериментальных погрешностей измерений различных авторов и выдачу рекомендованных данных в энергетической области, где проводились измерения.

Оценка в широком смысле дополнительно включает в себя также и теоретические методы, позволяющие с помощью модельных представлений о характере взаимодействия нуклонов с ядрами получать те ядерно-физические величины, измерения которых отсутствуют. Помимо этого, сравнение модельных расчётов с экспериментом позволяет уточнить результаты анализа экспериментальных данных, уяснить границы применимости той или иной модели и достоверность заложенных в них гипотез и упрощений.

Поэтому задача по созданию новых и модификация существующих теоретических методов и феноменологических моделей для расчёта

сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, а также по разработке математических алгоритмов и их реализации в ЭВМ программах является весьма актуальной.

Цель работы. Настоящая диссертация посвящена развитию на основе обобщенной оптической модели с описанием коллективного движения ядра-мишени в рамках феноменологической модели Давыдова - Чабана самосогласованного метода, позволяющего с единых позиций описывать спектроскопическую информацию и экспериментальные данные по рассеянию нейтронов на чётно-чётных деформируемых неаксиальных ядрах.

Научная новизна. На основе метода связанных каналов (МСК) с описанием коллективного движения ядра в рамках модели неаксиального деформируемого ротатора предложен метод анализа экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на чётных деформируемых неаксиальных ядрах. Разработаны алгоритмы определения модельных параметров (неаксиальности γ , мягкости μ и энергетического множителя $\hbar\omega_0$) и вычисления на их основе в рамках МСК оптических сечений. Созданные алгоритмы реализованы в двух программных комплексах DATET и DASNA, которые с использованием χ^2 -критерия определяют модельные параметры из сравнения экспериментальных и вычисляемых по модели Давыдова - Чабана энергий возбуждённых состояний и параметры несферического оптического потенциала нейтрон-ядерного взаимодействия и параметр деформации из сравнения экспериментальных и рассчитываемых данных по силовым функциям, радиусу потенциального рассеяния, полному сечению взаимодействия и угловым распределениям упругого и неупругого рассеяния в нескольких опорных точках. Кроме того, программа DATET позволяет с найденными модельными параметрами рассчитать структуру возбуждённых состояний и приведенные вероятности электрических

квадрупольных переходов между ними, а программа DАSНА с оптимизированными параметрами оптического потенциала – вычислять интегральные и дифференциальные нейтронные сечения во всей энергетической области.

В работе получены модельные параметры неаксиальности γ и мягкости μ и описана структура нижайших возбуждённых состояний ядер ^{238}U , ^{52}Cr и ^{56}Fe . Кроме того, для этих ядер, а также для ядер чётных изотопов селена вычислены вероятности E2-переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями и статические квадрупольные электрические моменты первых 2^+ -состояний.

Исследовано влияние модельных параметров μ и γ на величины интегральных и дифференциальных нейтронных сечений. Проведен анализ экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на ядрах ^{52}Cr , ^{56}Fe , $^{76,78,80,82}\text{Se}$, позволяющий для ^{52}Cr и ^{56}Fe получить параметры несферического оптического потенциала, которые достаточно надёжно описывают интегральные и дифференциальные экспериментальные сечения в энергетической области 0,5 – 20 МэВ. Получены параметры оптического потенциала с изотопической зависимостью реальной и мнимой глубин его для ядер чётных изотопов селена, которые удовлетворительно описывают экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого и неупругого с возбуждением первого 2^+ -состояния рассеяния нейтронов в энергетической области до 5 МэВ.

Практическая ценность работы. Изложенный в диссертации самосогласованный метод, позволяющий с единых позиций описывать спектроскопию ядер и эксперименты по нейтронному рассеянию на чётных деформируемых неаксиальных ядрах, положен в основу комплексов математических ЭВМ-программ, используемых в настоящее время в ИЯЭ АН БССР и в ИЯИ АН УССР для целей оценки ядерных данных. Про-

демонстрированное в диссертации хорошее качество описания экспериментальных данных по рассеянию нейтронов даёт возможность использовать развитый подход для получения оцененных нейтронных сечений мягких неаксиальных ядер.

Апробация результатов. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на I-й Международной конференции по нейтронной физике, г.Киев, 1987 г.; на межинститутском семинаре "Ядерные реакции при низких и промежуточных энергиях", г.Дубна, 1989 г.; на конкурсе научных работ в ИЯЭ АН БССР, на семинарах в ИЯЭ АН БССР и ИЯИ АН УССР и опубликованы в материалах I-й Международной конференции по нейтронной физике, в журналах: "Ядерная физика" и "Украинский физический журнал".

Объём и структура. Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Работа изложена на 132 страницах основного машинописного текста, включающего 40 рисунков и 13 таблиц. Список литературы содержит 102 наименования на 13 страницах.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении отмечена актуальность темы, кратко сформулирована цель диссертационной работы, изложены её основные результаты и научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена краткому изложению основных соотношений обобщенной оптической модели и неадиабатической теории вращательно-вибрационных возбуждений в атомных ядрах.

МСК широко применяется в настоящее время при описании взаимодействия нуклонов с ядрами, структура которых описывается в рамках ротационной или вибрационной моделей. В действительности большинство ядер не только не удовлетворяют такой систематике, но

к тому же не сохраняют мод своих возбуждений; последнее ведёт к сосуществованию в ядрах различных форм, впервые наблюдавшемуся для изотопов редкоземельных элементов и ртути. Таким образом, использование в МСК функций симметричного волчка или осцилляторных функций в качестве собственных функций внутреннего гамильтониана ядра не всегда оправдано с точки зрения экспериментальных спектроскопических данных и это не может не отразиться на характеристиках вычисляемых нейтронных сечений.

С другой стороны, феноменологическая модель Давыдова - Чабана, интерпретирующая энергетическую структуру ядра собственными состояниями неаксиального деформируемого ротатора, хорошо зарекомендовала себя на большом количестве чётно-чётных и нечётных ядер при описании их возбуждений вплоть до состояний со спином $I = 20$ по основной краст-полосе. В предельных случаях модель Давыдова - Чабана переходит в простую ротационную или вибрационную модели. При вращении ядро испытывает растяжение, приводящее к изменению

β_0 , характеризующего его равновесную форму. Связав свойства деформируемости (мягкости) ядер с энергией бесспиновых β -колебательных возбуждений, а поперечные γ -колебания поверхности ядра учитывая при этом только путём введения эффективного параметра

$\gamma = \gamma_{эфф}$, модель Давыдова - Чабана для энергии коллективных возбуждённых состояний с полным угловым моментом I и номером τ даёт следующее выражение

$$E_{I\tau} = \hbar\omega_0 \left\{ (v + 1/2) \sqrt{4 \cdot 3/P_{I\tau}} + \frac{1}{2\mu^2} [(P_{I\tau} - 1)^2 + (P_{I\tau} - 1) P_{I\tau}] \right\},$$

где величина $P_{I\tau}$ характеризует увеличение равновесной деформации β_0 в основном состоянии при переходе ядра в состояние $I\tau$, так что $\beta_{I\tau} = P_{I\tau} \beta_0$. Параметр мягкости μ определяется отношением амплитуды нулевых колебаний поверхности ядра в основ-

ном состоянии к величине равновесного отклонения β_0 формы ядра от сферы. Выражение для энергии коллективных возбуждённых состояний алгоритмизировано в программе DATET, которая анализирует экспериментальные данные по схемам уровней и рассчитывает необходимые для дальнейших вычислений параметры модели. Качество описания низкайших возбуждённых состояний в рамках модели неаксиального деформируемого ротатора продемонстрировано в табл. I на примере ядра ^{238}U .

Энергетическая структура возбуждённых состояний ^{238}U довольно сложная и насчитывает до энергии возбуждения $\sim 1,5$ МэВ не менее семи полос, из них четыре построены на чётных состояниях. Выбирая в качестве базовых уровни с энергиями 45 кэВ (2_1^+), 1060 кэВ (2_2^+) и 1106 кэВ (3_1^+) (они в табл. I помечены *), определены параметры неаксиальности $\gamma_{эфф} = 0,1402$ ($8,03^\circ$) и мягкости $\mu = 0,1812$, а также энергетический множитель $\hbar\omega_0 = 1,2550$ МэВ для основной и γ -вибрационной полос. Используя затем параметры $\gamma_{эфф}$ и μ , вычислялись энергии уровней ^{238}U остальных полос. Результаты расчётов представлены в табл. I, где приведены также экспериментальные энергии возбуждения, спины и квантовые числа состояний (n - номер β -полосы, τ - порядковый номер состояния с данным спином I).

Как видно из табл. I, модель неаксиального мягкого ротатора достаточно точно описывает энергетическую структуру ядра (четыре полосы уровней с положительной чётностью) при дополнительном определении энергетических множителей $\hbar\omega_0$ ($n=1$) = 0,9272 МэВ и $\hbar\omega_0$ ($n=2$) = 0,4957 МэВ. Тем самым для этих состояний установлены волновые функции, которые могут быть использованы в теории рассеяния нейтронов.

В диссертации были также получены модельные параметры для

Т а б л и ц а I

Экспериментальные и вычисленные по модели Давыдова -
Чабана значения энергий возбуждённых состояний поло-
жительной чётности ²³⁸U

№ п/п	Спин, чётность		Энергия возбуждения, кэВ		Квантовые числа	
			Эксперимент	Расчёт	n	τ
I	0 ⁺	ж	0,00	0,00	0	I
2	2 ⁺	ж	44,9	44,85	0	I
3	4 ⁺		148,4	148,43	0	I
4	6 ⁺		307,2	308,28	0	I
5	8 ⁺		517,8	520,95	0	I
6	10 ⁺		775,7	782,3	0	I
7	0 ⁺		927,0	927,0	I	I
8	2 ⁺		966,3	964	I	I
9	0 ⁺		993	993	2	I
10	2 ⁺		1037,3	1012	2	I
11	4 ⁺		1055	1047	I	I
12	2 ⁺	ж	1060,3	1059	0	2
13	12 ⁺		1076,6	1085	0	I
14	3 ⁺	ж	1105,6	1099	0	I
15	4 ⁺		1127	1061	2	I
16	4 ⁺		1167,7	1153	0	2
17	14 ⁺		1415	1433,4	0	I
18	16 ⁺		1788	1814,6	0	I
19	18 ⁺		2191	2227,7	0	I
20	20 ⁺		2619	2669,4	0	I
21	22 ⁺		3067	3136,8	0	I
22	24 ⁺		3534,5	3627,8	0	I

ядер ^{52}Cr ($\gamma_{\text{эфф}} = 0,3929$ ($22,51^\circ$), $\mu = 1,6772$ и $\hbar\omega_0 = 1,5621$ МэВ) и ^{56}Fe ($\gamma_{\text{эфф}} = 0,3209$ ($18,38^\circ$), $\mu = 0,619$ и $\hbar\omega_0 = 1,986$ МэВ), которые в рамках модели Давыдова - Чабана достаточно хорошо воспроизводят низкоэнергетическую структуру.

Во второй главе полученные в первой главе результаты использованы при вычислении приведенного матричного элемента связи, определяющего динамику процесса рассеяния. Рассмотрены вопросы разложения оптического потенциала в ряд по параметру деформации, вычисления интеграла перекрытия волновых функций по β -колебаниям и расчёта приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов.

Для описания рассеяния нейтронов ядрами используется несферический оптический потенциал вида

$$V(\vec{r}) = V_R \cdot f_R(\vec{r}) - 4i W_D(\vec{r}) [1 - f_D(\vec{r})] - \left(\frac{\hbar^2}{\mu c^2}\right)^2 \times \\ \times V_{S_0} \frac{1}{\alpha_R \tau} f_R(\vec{r}) \cdot [1 - f_R(\vec{r})] (\hat{\sigma} \cdot \hat{l})$$

с факторами

$$f_i(\vec{r}) = \left\{ 1 + \exp \left[(\tau - \bar{R}_i) / \alpha_i \right] \right\}^{-1}, \quad i = R, D,$$

радиусы которых в приближении квадрупольных деформаций в собственной системе координат ядра определяются выражениями

$$\bar{R}_i = R_{oi} \left\{ 1 + \beta \cos \gamma Y_{20}(\theta', \varphi') + \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma [Y_{22}(\theta', \varphi') + Y_{2-2}(\theta', \varphi')] \right\},$$

в которых радиусы равновеликих сфер R_{oi} определяются как функции массового числа ядра A соотношением $R_{oi} = r_{oi} \cdot A^{1/3}$; r_{oi} - параметр радиального распределения взаимодействия. Здесь \hat{l} - оператор орбитального момента; $\hat{\sigma}$ - оператор Паули; V_R , W_D , V_{S_0} , α_i - параметры оптического потенциала; β и γ - параметры

определяющие форму ядра в собственной системе координат, причём ρ^2 характеризует суммарное квадратичное отклонение формы ядра от сферы, а параметр асимметрии ядра γ характеризует отклонение формы ядра от симметрии вращения.

Переходя к системе координат, фиксированной в пространстве и, разлагая потенциал взаимодействия в ряд по степеням переменной ρ , получаем его представление в виде суммы диагональной части $V_{\text{диаг}}$ и потенциала связи $V_{\text{св}}$. Диагональная часть $V_{\text{диаг}}(r)$ потенциала сферически симметрична и представляет собой обычный оптический потенциал, а потенциал связи $V_{\text{св}}$ включает в себя несферичность взаимодействия и определяется выражением

$$V_{\text{св}}(\tau, \theta, \varphi; \rho) = \sum_t \rho^t U^{(t)}(\tau) \sum_{\lambda \mu} Q_{\lambda \mu}^{(t)*} Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi),$$

где

$$U^{(t)}(\tau) = \frac{1}{t!} \left[-V_R \left(\frac{R_{\text{об}}}{\alpha_R} \right)^t \cdot f_R (1-f_R) [1-\delta_{t2}(2f_R^2)] \times \right. \\ \times [1-\delta_{t3}(6f_R^2-6f_R^3)] \cdot [1-\delta_{t4}(14f_R^2-36f_R^3+24f_R^4)] - \\ - 4i W_D \left(\frac{R_{\text{об}}}{\alpha_D} \right)^t \cdot f_D (1-f_D) [1-\delta_{t1}(2f_D^2)] \cdot [1-\delta_{t2}(6f_D^2-6f_D^3)] \times \\ \left. \times [1-\delta_{t3}(14f_D^2-36f_D^3+24f_D^4)] \cdot [1-\delta_{t4}(50f_D^2-150f_D^3+240f_D^4-120f_D^5)] \right],$$

а входящие в выражение для $V_{\text{св}}$ операторы связи каналов $Q_{\lambda \mu}^{(t)}(\theta)$ ($\theta \equiv \theta_1, \theta_2, \theta_3$) определяются в модели неаксиального деформируемого ротатора через коллективные переменные и углы Эйлера следующим образом:

$$Q_{\lambda \mu}^{(1)}(\theta) = \Delta_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) q_1^{(1)} + \Delta_{\mu 2}^{\lambda}(\theta) q_2^{(1)},$$

где $q_1^{(1)} = \text{Cos} \gamma$, $q_2^{(1)} = \text{Sin} \gamma$;

$$Q_{\lambda\mu}^{(2)}(\theta) = \frac{5}{\sqrt{4\pi(2\lambda+1)}} (2200|\lambda 0) [\Delta_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) q_{1\lambda}^{(2)} + \Delta_{\mu 2}^{\lambda}(\theta) \cdot q_{2\lambda}^{(2)} + \Delta_{\mu 4}^{\lambda}(\theta) \cdot q_{3\lambda}^{(2)}],$$

$$\text{где } \begin{cases} q_{1\lambda}^{(2)} = q_1^{(1)} \cdot (2200|\lambda 0) \cos \gamma + q_2^{(1)} (22-22|\lambda 0) \sin \gamma, \\ q_{2\lambda}^{(2)} = q_1^{(1)} \cdot (2202|\lambda 2) \cdot 2 \cdot \sin \gamma, \\ q_{3\lambda}^{(2)} = q_2^{(1)} \cdot (2222|\lambda 4) \cdot \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}}; \end{cases}$$

$$Q_{\lambda\mu}^{(3)}(\theta) = \sum_{\nu=0}^4 (2200|\nu 0) \frac{5^{3/2}}{4\pi\sqrt{2\lambda+1}} (2\nu 00|\lambda 0) \times \\ \times [\Delta_{\mu 0}^{\lambda}(\theta) q_{1\nu\lambda}^{(3)} + \Delta_{\mu 2}^{\lambda}(\theta) q_{2\nu\lambda}^{(3)} + \Delta_{\mu 4}^{\lambda} q_{3\nu\lambda}^{(3)} + \Delta_{\mu 6}^{\lambda}(\theta) q_{4\nu\lambda}^{(5)}],$$

$$\text{где } \begin{cases} q_{1\nu\lambda}^{(3)} = q_{1\nu}^{(2)} (2\nu 00|\lambda 0) \cos \gamma + q_{2\nu}^{(2)} (2\nu 2-2|\lambda 0) \sqrt{2} \sin \gamma, \\ q_{2\nu\lambda}^{(3)} = q_{1\nu}^{(2)} (2\nu 20|\lambda 2) \sin \gamma + q_{2\nu}^{(2)} (2\nu 02|\lambda 2) \sqrt{2} \cos \gamma + \\ + q_{3\nu}^{(2)} (2\nu-24|\lambda 2) \sin \gamma, \\ q_{3\nu\lambda}^{(3)} = q_{2\nu}^{(2)} (2\nu 22|\lambda 4) \sin \gamma + q_{3\nu}^{(2)} (2\nu 04|\lambda 4) \sqrt{2} \cos \gamma, \\ q_{4\nu\lambda}^{(3)} = q_{3\nu}^{(2)} (2\nu 24|\lambda 6) \sin \gamma; \end{cases}$$

и так далее. В приведенных выше формулах

$$\Delta_{\mu\alpha}^{\lambda}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\delta_{\alpha 0})}} [D_{\mu\alpha}^{\lambda}(\theta) + D_{\mu-\alpha}^{\lambda}(\theta)].$$

Матричные элементы связи, входящие в правую часть системы связанных уравнений для радиальных функций, определяются на волновых функциях системы "ядро + нуклон":

$$\langle (\ell S) j; I_n k t; JM | \equiv \sum_{m_j M_I} (j I_n m_j M_I) \Psi_{j m_j} \Phi_{I_n M_I k t}.$$

Волновая функция $\Phi_{I_n M_I k t}$, описывающая коллективное движение ядра в модели Давыдова - Чабана, представляется в виде произведения функции жесткого неаксиального ротатора $\Phi_{I_n M_I \tau}$ и функции Вебера $D\nu_k$, учитывающей мягкость ядра по отношению к продольным β -колебаниям:

$$\Phi_{I_n M_I k t} = \Phi_{I_n M_I \tau} \cdot D\nu_k$$

$$\Phi_{I_n M_I \tau} = \sum_{K \geq 0} \left[\frac{2I_n + 1}{16\pi^2(1 + \delta_{0K})} \right]^{1/2} \left\{ D_{M_I K}^{I_n} + (-1)^{J_n} D_{M_I -K}^{I_n} \right\} \cdot A_{I_n K}^{\tau}.$$

С учётом этого для матричного элемента связи получаем выражение:

$$\begin{aligned} & \langle (\ell' S) j'; I_n' k' t'; JM | \sum_t \beta_0^t \nu^{(t)}(\nu) \sum_{\lambda \mu} Q_{\lambda \mu}^{(t)'} Y_{\lambda \mu} | (\ell S) j; I_n k t; JM \rangle = \\ & = (-1)^{J - I_n - S} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \sqrt{(2\ell + 1)(2j + 1)(2\ell' + 1)(2j' + 1)(2I_n + 1)} \times \\ & \times \sum_t \beta_0^t \nu^{(t)}(\nu) J_{\lambda' \lambda}^{(t)} \sum_{\lambda} (\ell' \ell 00 | \lambda 0) W(j' \ell' j \ell; S \lambda) \times \\ & \times W(j' j I_n' I_n; \lambda J) \cdot \langle I_n' k' t' | Q_{\lambda}^{(t)'} | I_n k t \rangle. \end{aligned}$$

Так как оператор $Q_{\lambda \mu}^{(t)}$ является линейной комбинацией тензорных операторов $\Delta_{\mu \alpha}^{\lambda}(\theta)$ с коэффициентами $q_i^{(t)}$, независимыми от углов Эйлера, вычисление приведенного матричного элемента сводится к вычислению матричного элемента от оператора $\Delta_{\mu \alpha}^{\lambda}(\theta)$ в пространстве функций внутреннего движения ядра-мишени $|I_n k t\rangle$.

$$\begin{aligned} \langle I_n' k' t' | \Delta_{\mu \alpha}^{\lambda'} | I_n k t \rangle & = \sum_{KK'} \frac{A_{I_n' K}^{\tau'} \cdot A_{I_n K}^{\tau}}{\sqrt{2(1 + \delta_{0K})(1 + \delta_{0K'})(1 + \delta_{0\alpha})}} \cdot \sqrt{\frac{2I_n' + 1}{2I_n + 1}} \times \\ & \times (\lambda I_n' - \mu M_I' | I_n M_I) (-1)^{\alpha - \mu} [(\lambda I_n' - \alpha K' | I_n K) + (-1)^{I_n'} (\lambda I_n' - \alpha - K' | I_n K) + \\ & + (-1)^{I_n} (\lambda I_n' - \alpha K' | I_n - K) + (-1)^{I_n + I_n'} (\lambda I_n' - \alpha - K' | I_n - K)]. \end{aligned}$$

Теперь с учётом вышеизложенного можем написать явные выражения для приведенных матричных элементов связи, но мы их здесь не приводим из-за их громоздкости.

Отличительной чертой выражения для матричного элемента связи в сравнении с ранее использованными (например, для ротационной и вибрационной моделей) является наличие в нём интеграла перекрытия волновых функций колебательного движения $J_{\alpha, \alpha'}^{(t)}$. Для жёстких ядер ($\mu = 0$) он равен единице. В случае мягких ядер он определяется выражением:

$$J_{\alpha, \alpha'}^{(t)} = \frac{\int_0^{\infty} y^t D_{\nu, \alpha'} \left[-\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha'}} x_{\alpha'}(y - P_{\alpha'}) \right] \cdot D_{\nu, \alpha} \left[-\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha}} (y - P_{\alpha}) x_{\alpha} \right] dy}{\sqrt{\int_0^{\infty} D_{\nu, \alpha'}^2 \left[-\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha'}} x_{\alpha'}(y - P_{\alpha'}) \right] dy} \cdot \sqrt{\int_0^{\infty} D_{\nu, \alpha}^2 \left[-\frac{\sqrt{2}}{P_{\alpha}} x_{\alpha}(y - P_{\alpha}) \right] dy}}$$

Здесь α и α' определяют состояние, между которыми рассматривается связь. Наличие величины $J_{\alpha, \alpha'}^{(t)}$ в выражении для матричного элемента связи ведёт к увеличению связи каналов, причём это усиление для разных каналов не одинаково, т.е. из-за мягкости ядра происходит перераспределение потока рассеянных частиц по каналам. Интеграл перекрытия $J_{\alpha, \alpha'}^{(t)}$ входит также в выражение для приведенных вероятностей $E2$ -переходов между состояниями $I't'\nu'$ и $I't\nu$

$$B(E2, I't\nu \rightarrow I't'\nu') = B_{\alpha}(E2, I't \rightarrow I't') \cdot J_{I_t I_{t'}}^{(1)2}, \quad \text{где}$$

первый множитель выражения является приведенной вероятностью квадрупольных переходов для жёсткого асимметричного ротатора, а второй множитель есть квадрат интеграла перекрытия при $t = 1$ волновых функций колебательного движения, описывающих внутреннее состояние ядра. Этим вторым множителем и учитывается мягкость ядра относительно β -колебаний.

Используя значения параметров γ и μ , которые были нами получены из анализа энергетической структуры ядер ^{238}U , ^{56}Fe , ^{52}Cr и чётных изотопов Se , в предположении однороднозаряженного ядра вычислены приведенные вероятности $E2$ -переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями соответствующих ядер и электрические статические моменты первых 2^+ -состояний. В качестве примера в табл. 2 приведены результаты модельных расчётов и сравнение их с экспериментом для ядер чётных изотопов селена.

Т а б л и ц а 2

Экспериментальные (\mathcal{E}) и теоретические (Т) значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов $B(E2; i \rightarrow f)$ и электрических квадрупольных статических моментов первых 2^+ -состояний ядер $^{76,78,80,82}\text{Se}$

Величина	Тип	^{76}Se	^{78}Se	^{80}Se	^{82}Se
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+), \mathcal{E}$		4230 \pm 50	3270 \pm 60	2530 \pm 40	1800 \pm 30
$e^2 \cdot \Phi_M^4$	Т	2920	3092	2758	2497
$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_2^+), \mathcal{E}$		120 \pm 5	106 \pm 5	134 \pm 4	145 \pm 15
$e^2 \cdot \Phi_M^4$	Т	145,9	135,2	105,3	107,2
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 2_2^+), \mathcal{E}$		820 \pm 20	660 \pm 50	380 \pm 20	106 \pm 15
$e^2 \cdot \Phi_M^4$	Т	571,0	654,1	590,1	492,8
$Q(2_1^+), \mathcal{E}$		-34 \pm 7	-26 \pm 9	-31 \pm 7	-22 \pm 7
$e \cdot \Phi_M^2$	Т	-34,3	-32,8	-29,3	-28,6
$Q_0, e \cdot \Phi_M^2$	Т	168,5	173,5	165,7	159,8

Параметр внутреннего квадрупольного момента Q_0 определялся для случая однородно заряженного шара радиуса $R_{\text{ор}}$ с параметром деформации β_0 . Значения $R_{\text{ор}}$ и β_0 взяты из набора параметров оптического потенциала, полученного нами при анализе экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на этих ядрах.

Подобные сопоставления с экспериментальными величинами, выполненные в других работах для чисто вибрационной и ротационной моделей, показали значительно большее различие между теорией и экспериментом, чем в случае данных табл.2.

Третья глава посвящена анализу экспериментальных данных по рассеянию нейтронов в рамках модели связанных каналов с описанием коллективного движения ядра по модели Давыдова - Чабана.

Анализ спектроскопической информации (энергетический спектр возбуждённых состояний и приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между ними), проведенный в предыдущих главах, убедительно продемонстрировал правомочность выбора гамильтониана внутреннего движения ядра, и тем самым применимость его в рамках метода связанных каналов для анализа экспериментов по рассеянию нейтронов на мягких неаксиальных ядрах.

При поиске параметров несферического оптического потенциала был использован так называемый SPRT-метод, в котором в качестве опорных экспериментальных данных брались оцененные значения силовых функций S_0 и S_1 , S - и p -волн и радиуса потенциального рассеяния R^1 , связанного с сечением упругого рассеяния $\sigma_{el} = 4\pi R'^2$, в области низких энергий налетающих нейтронов, а также экспериментальные значения сечений полного взаимодействия σ_t во всей энергетической области. Кроме того, в области высоких энергий в подгонке использовалась имеющаяся надёжная информация по угловым распределениям упруго и неупруго рассеянных нейтронов.

Существенным шагом при вычислении матричных элементов связи является их сходимость по t (степень параметра деформации β , по которому разлагается потенциал взаимодействия), которая определялась требованием описать сечение рассеяния и нейтронные силовые функции S_0 и S_1 в области низких энергий нейтронов, быстрая сходимость ряда

по t позволила нам ограничиться значением $t = 4$. Вычисленные в работе значения S_0 и S_1 для ^{56}Fe в интервале энергии нейтронов 0,25–0,50 МэВ соответственно равны (в единицах 10^{-4} эВ $^{-1/2}$) $2,5$ и $0,30$, что находится в согласии с экспериментальными значениями $2,6 \pm 0,8$ и $0,45 \pm 0,15$. Вычисленные значения S_0 и S_1 при $E_n = 0,25$ МэВ для ^{52}Cr соответственно равны $2,5$ и $0,31$, что согласуется с их экспериментально определенными значениями $2,1 \pm 1$ и $0,3 \pm 0,2$.

В качестве количественного критерия подгонки параметров несферического потенциала использовали величину χ^2 , применяемую в статистике для измерения соответствия между теоретическими (Т) и экспериментальным (Э) распределениями

$$\chi^2 = \left(\frac{S_0^T - S_0^Э}{\Delta S_0} \right)^2 + \left(\frac{S_1^T - S_1^Э}{\Delta S_1} \right)^2 + \left(\frac{R'^T - R'^Э}{\Delta R'} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t^T - \sigma_t^Э}{\Delta \sigma_t} \right)^2 + \sum_t \left[\frac{\frac{d\sigma(\theta_t)^T}{d\Omega} - \frac{d\sigma(\theta_t)^Э}{d\Omega}}{\Delta \frac{d\sigma(\theta_t)}{d\Omega}} \right]^2$$

Процедура подгонки сводится к задаче минимизации величины χ^2 вариацией параметров потенциала обобщенной оптической модели. Автоматический поиск оптимальных параметров потенциала реализован нами в ЭВМ-программе ДАСНА, в которой используется метод сопряженных градиентов, позволяющий минимизировать функцию многих переменных.

Выбор ядер ^{56}Fe и ^{52}Cr обусловлен в первую очередь существенно не равными нулю параметрами их формы и наличием по данным ядер достаточно обширной экспериментальной информации; кроме того, применительно к ним использовались различные модельные подходы и тем самым появляется возможность проверки их действительности.

В результате анализа данных по рассеянию нейтронов на ядрах ^{52}Cr и ^{56}Fe получены следующие параметры потенциала и параметры деформации:

$$\begin{aligned}
^{56}\text{Fe} \quad V_R &= (56,92 - 0,572 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_R = 0,635 \text{ фМ}; \quad R_{OR} = 4,489 \text{ фМ}; \\
W_D &= (0,699 + 0,495 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_D = 0,606 \text{ фМ}; \quad R_{OD} = 4,854 \text{ фМ}; \\
V_{SO} &= 6,110 \text{ МэВ}; \quad \beta_0 = 0,213; \\
^{56}\text{Cr} \quad V_R &= (54,64 - 0,862 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_R = (0,623 + 0,00127 \cdot E) \text{ фМ}; \\
W_D &= (2,08 + 1,122 \cdot E) \text{ МэВ}, \alpha_D = (0,344 + 0,0005 \cdot E) \text{ фМ}; \\
R_{OR} &= 4,487 \text{ фМ}; \quad R_{OD} = 5,257 \text{ фМ}; \quad V_{SO} = 7,5 \text{ МэВ}; \\
\beta_0 &= 0,1028.
\end{aligned}$$

Современные требования к модельным расчётам ставят во главу тестирования модели качество описания экспериментальных данных в среднем для многих характеристик или процессов. Поэтому с данными наборами параметров потенциала были рассчитаны полные сечения взаимодействия σ_t до 20 МэВ, а также дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов в энергетических точках, где расчёт можно сравнить с экспериментом. Качество описания дифференциальных сечений рассеяния нейтронов на ядре ^{56}Fe продемонстрировано на рис. I.

Также проведен анализ изотопической зависимости параметров потенциала на примере чётных изотопов селена, которые интересным своим нуклонным составом: они занимают промежуточное положение между статическими ядрами по числу протонов ($Z=34$) и нейтронов ($N=42-48$). Это непосредственно сказывается на их деформации и структуре энергетического спектра, свидетельствующих о том, что по крайней мере низжайшие возбуждённые состояния ядер чётных изотопов селена в сильной степени коллективизированы. Для описания состояний ядер в рассматриваемой массовой области $A \sim 80$ используются различные модельные подходы, которые в случае изотопов селена в той или иной степени отражают экспериментальные данные. В частности, наблюдаемые статические электрические квадрупольные моменты первых 2^+ -состояний ядер чётных изотопов селена указывают на их продольную деформацию,

а структура энергетического спектра этих ядер может рассматриваться как доказательство их неаксиальности и мягкости относительно β -колебаний поверхности.

Выбор чётных изотопов селена при исследовании изотопической зависимости параметров оптического потенциала прежде всего обусловлен тем, что для них параметр симметрии $\eta = (N-Z)/A$ изменяется довольно существенно (от 0,1052 для ^{76}Se до 0,1707 для ^{82}Se), а это усиливает чувствительность модельных сечений рассеяния к введению изотопического слагаемого в оптический потенциал.

В результате проведенного анализа данных по рассеянию нейтронов на ядрах чётных изотопов селена получены следующие параметры оптического потенциала:

$$\begin{aligned} V_R &= (52,16 - 0,32 \cdot E - 20,37 \cdot \eta) \text{ МэВ}; \\ W_D &= (7,188 + 0,25 \cdot E - 21,33 \cdot \eta) \text{ МэВ}; \\ \tau_{0R} &= 1,242 \text{ фм}, \quad \tau_{0D} = 1,221 \text{ фм}, \\ \alpha_R &= 0,6455 \text{ фм}, \quad \alpha_D = 0,5864 \text{ фм}, \quad V_{S0} = 6 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Параметры деформации для рассмотренных ядер имеют следующие значения:

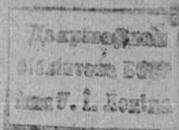
$$\begin{aligned} \rho_0(^{76}\text{Se}) &= 0,236; & \rho_0(^{78}\text{Se}) &= 0,239; \\ \rho_0(^{80}\text{Se}) &= 0,225; & \rho_0(^{82}\text{Se}) &= 0,211. \end{aligned}$$

С полученными параметрами были рассчитаны дифференциальные сечения упругого и неупругого с возбуждением первого 2^+ -состояния рассеяния в энергетической области до 5 МэВ. Качество описания экспериментальных данных полученными параметрами продемонстрировано на рис. 2 и 3. Что касается соотношения между величинами мнимого и реального изовекторного потенциалов, то в настоящей работе они близки к величинам, полученным в последних исследованиях Курапа и др.

В заключении кратко перечислены основные результаты работы.

Основные результаты и выводы

I. На основе обобщенной оптической модели с описанием коллек-



233471

тивного движения ядра-мишени в рамках модели Давыдова - Чабана разработан самосогласованный метод, позволяющий с единых позиций описывать спектроскопическую информацию (энергии возбуждённых состояний, приведенные вероятности $E2$ -переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями, статические электрические квадрупольные моменты возбуждённых состояний) и экспериментальные данные по интегральным и дифференциальным нейтронным сечениям.

2. Разработаны алгоритмы и созданы на их основе программные комплексы DATET и DACNA, которые с помощью χ^2 -критерия, анализируя экспериментальную информацию по энергиям возбуждённых состояний и интегральным и дифференциальным нейтронным сечениям, позволяют получать модельные параметры (неаксиальности γ , и мягкости μ и энергетический множитель $\hbar\omega_0$), а также параметры не-сферического оптического потенциала и параметр деформации.

3. Проанализированы экспериментальные данные по рассеянию нейтронов на ядрах ^{52}Cr и ^{56}Fe , получены параметры деформированных оптических потенциалов, позволяющие надёжно описать экспериментальные интегральные и дифференциальные нейтронные сечения в энергетическом интервале 0,5 - 20 МэВ.

4. Получены параметры единого деформированного оптического потенциала с изотопической зависимостью действительной и мнимой глубин для чётных изотопов селена, описывающие угловые распределения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на этих ядрах до 5 МэВ.

5. В приближении однородно заряженного ядра с параметром деформации β_0 и радиусом фактора реальной части R_{or} , полученными из оптимизации параметров оптического потенциала при анализе данных по рассеянию, вычислены приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между нижайшими возбуждёнными состояниями и статические электрические квадрупольные моменты 2^+ -состоя-

ний для ядер ^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{238}U , $^{76,78,80,82}\text{Se}$. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и расчётами по другим моделям. Показано, что развитый подход более адекватно отражает экспериментальную ситуацию.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Кашуба И.Е., Коньшин В.А., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Анализ рассеяния быстрых нейтронов ядрами ^{238}U // Ядерная физика. - 1987. - Т.46, вып.5(II). - С.1406-1411.
2. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Рассеяние нейтронов с возбуждением низколежащих состояний ^{52}Cr // Укр.физ. журнал. - 1989. - Т.34, №8. - С.1150-1156.
3. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Применение модели Давыдова - Чабана для описания рассеяния быстрых нейтронов чётно-чётными ядрами // Ядерная физика. - 1988. - Т.48, вып.6(12). - С.1688-1698.
4. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Описание рассеяния быстрых нейтронов ядрами ^{56}Fe на основе модели мягкого неаксиального ротатора // Нейтр.физика: Матер. I-й Междунар. конф. по нейтр.физике, Киев, 14-18 окт. 1987 г. - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - Т.3. - С.131-135.
5. Кашуба И.Е., Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Роль структурных эффектов ядра в рассеянии быстрых нейтронов на ядре ^{52}Cr // Нейтр.физика: Матер. I-й Междунар. конф. по нейтр.физике, Киев, 14-18 окт. 1987 г. - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - Т.2. - С.135-138.

И.Е. Кашуба

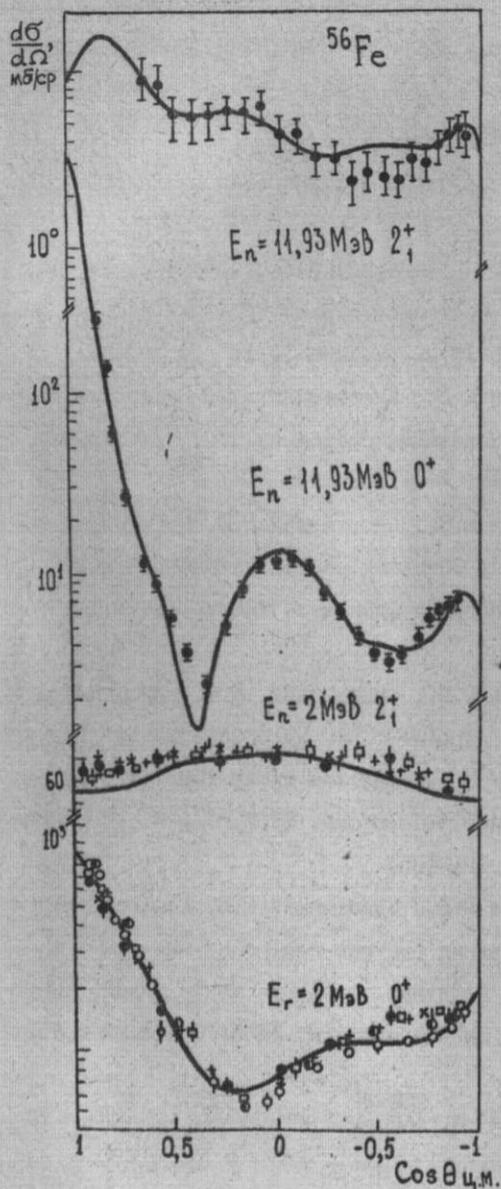


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого и неупругого с возбуждением первого 2^+ -состояния рассеяния нейтронов с энергиями $E_n = 2 \text{ МэВ}$ и $E_n = 11,93 \text{ МэВ}$ на ядрах ^{56}Fe

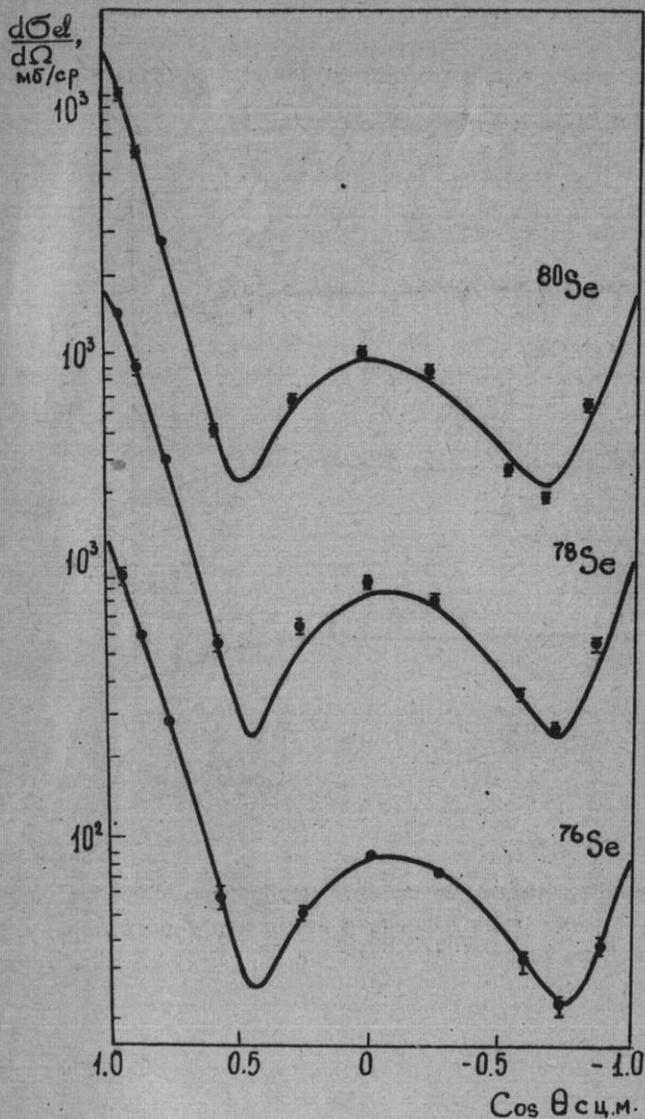


Рис.2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией $E_n = 3$ МэВ на ядрах $^{76,78,80}\text{Se}$

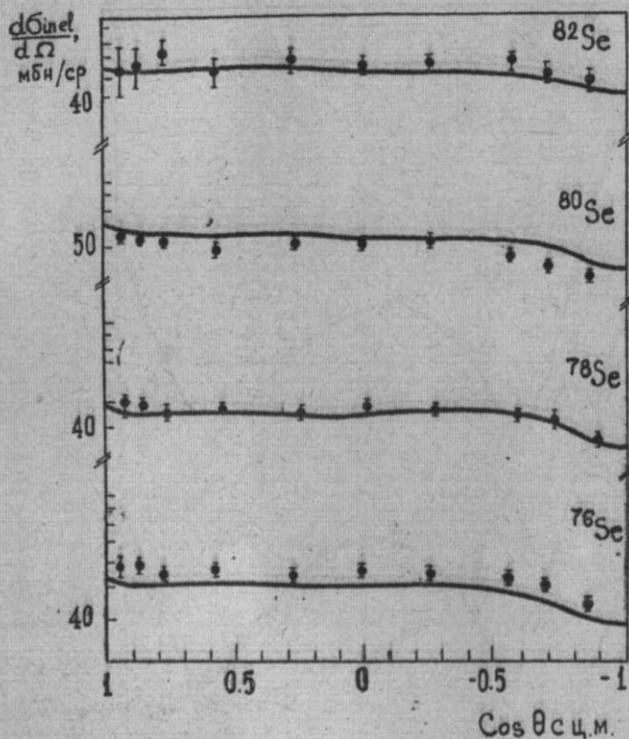


Рис.3. Дифференциальные сечения неупругого с возбуждением первого 2^+ -состояния рассеяния нейтронов с энергией $E_n = 3$ МэВ на ядрах $^{76,78,80,82}\text{Se}$

ПОРОДЗИНСКИЙ Юрий Владимирович

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЧЕТНО-ЧЕТНЫМИ ДЕФОРМИРУЕМЫМИ
НЕАКСИАЛЬНЫМИ ЯДРАМИ

(Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук)

233471

Подписано в печать 19.01.90. АТ 13528 Формат 60x84 1/16
1,5 печ. л. 1 уч.-изд.л. Тираж 100 экз.
Заказ № 9 от 22.01.90 г. Бесплатно.

Отпечатано на ротапринте Института ядерной энергетики
АН БССР, 220109, г.Минск, пос.Сосны



Ба 233471

~~Бел. аддзён~~
Атамат.

Бел. 2005

v



4