

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

        
Л 741

УДК 539.164.2/166.2

4-87-157


**ЛОМАЧЕНКОВ**  
Иван Алексеевич

**АЛЬФА- И ГАММА-РАСПАД  
СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР**

**Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра  
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1987



Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
В.И. ФУРМАН

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
А.В. ИГНАТЮК

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
В.В. ВОРОНОВ

Ведущая организация: Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константинова АН СССР.

Защита состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1987 г. на заседании специализированного совета КО47.01.01. Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1987 г.

Ученый секретарь совета  
кандидат физико-математических наук

А.Е. Дорохов

Актуальность тем. Среди основных средств исследования ядерной структуры в области низких энергий возбуждения своей эффективностью выделяются методы  $\alpha$ - и  $\gamma$ -спектроскопии. Очевидно, что корректное описание механизма распада является необходимым условием при использовании характеристик данного канала распада для изучения свойств ядерных состояний.

Обработка экспериментальных данных по  $\alpha$ -распаду обычно проводилась в рамках  $R$ -матричного варианта теории  $\alpha$ -распада. При этом результаты расчетов оказывались сильно зависящими от выбора радиуса канала  $R_c$ . Существенный прогресс в описании относительных вероятностей  $\alpha$ -переходов разного типа, а также в понимании самого механизма  $\alpha$ -распада был связан с развитием не  $R$ -матричного подхода, не содержащего свободных параметров. Это позволило использовать результаты расчетов ширин  $\alpha$ -распада для проверки правильности описания структуры волновых функций основных и низколежащих возбужденных состояний ядер.

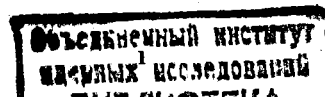
Для энергий возбуждения ядра порядка энергии связи нейтрона основная информация о свойствах ядерных состояний базируется, главным образом, на данных о нейтронных и парциальных радиационных ширинах жестких  $\gamma$ -переходов.

Рассмотренные в диссертации вопросы  $\gamma$ -распада компаунд-состояний в значительной мере инициированы развитием сравнительно нового направления экспериментальных исследований, связанного с изучением  $\gamma$ -переходов между сложными высоковозбужденными состояниями. Большой интерес с точки зрения выяснения свойств первичных мягких  $\gamma$ -переходов представляют расчеты полных радиационных ширин и  $\gamma$ -спектров теплового захвата нейтронов, позволяющие проверить соответствие различных моделей фотонных силовых функций совокупности экспериментальных данных.

Корректное описание интегральных характеристик радиационного канала распада нейтронных резонансов является необходимым условием при анализе полученных в последнее время опытных данных по эффектам несохранения пространственной четности в спектрах радиационного захвата нейтронов.

Цели работы. В соответствии со сказанным выше основными задачами настоящей работы являются:

I. Теоретический расчет вероятностей  $\alpha$ -распада основных и низколежащих состояний ряда тяжелых сферических ядер с целью проверки качества модельного описания волновых функций состояний и механизма  $\alpha$ -распада.



2. Расчет интегральных характеристик  $\gamma$ -распада компаунд-состояний ядер с учетом современных данных о вероятностях  $\gamma$ -переходов между высоковозбужденными состояниями и изучение возможности тестирования на этой основе теоретических фотонных силовых функций.

3. Анализ эффектов несохранения пространственной четности в интегральных спектрах  $\gamma$ -квантов  $(n, \gamma)$ -реакции в рамках развитого подхода к описанию свойств радиационного канала распада нейтронных резонансов.

Научная новизна. Впервые проведен учет вклада в значение абсолютной  $\alpha$ -ширины перенормированного эффективного взаимодействия между нуклонами, формирующими  $\alpha$ -частицу. Показано, что принятый вариант теории  $\alpha$ -распада может служить основой при анализе структуры основных и низколежащих возбужденных состояний ядер.

На примере расчета вероятности  $\alpha$ -перехода  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  в ядре  $^{210}\text{Po}$  впервые показана возможность реализации облегченного механизма  $\alpha$ -распада с  $L=2$ . Развитый подход к описанию  $\alpha$ -ширин использован для проверки представлений о магичности ядра  $^{146}\text{Gd}$ .

На основе расчетов полных  $\gamma$ -ширин и интенсивностей  $\gamma$ -спектров проведено тестирование теоретических радиационных силовых функций  $S_{\gamma}(E1)$  и  $S_{\gamma}(M1)$ . Впервые показано, что в широкой области массовых чисел с  $A \sim 80-150$  вклады  $\gamma$ -переходов мультипольностей E1 и M1 в интегральные характеристики реакции  $(n, \gamma)$  сопоставимы.

Проведен теоретический анализ эффектов несохранения четности в интегральных спектрах  $\gamma$ -квантов  $(n, \gamma)$ -реакции. Исследована возможность извлечения из экспериментальных данных по P-нечетным эффектам количественной информации о матричных элементах слабого взаимодействия. Предсказано существование в ядре  $^{118}\text{Sn}$  интенсивных жестких E1-переходов из не сохраняющего пространственную четность резонанса  $\Gamma^-$ .

Научная и практическая ценность. Результаты расчетов характеристик  $\alpha$ - и  $\gamma$ -распада могут быть использованы для уточнения наших представлений как о структуре волновых функций распадающихся состояний, так и о механизмах  $\alpha$ - и  $\gamma$ -распада. Например, обнаруженное усиление  $\alpha$ -переходов с  $L=2$  из парновибрационных состояний ядер  $^{148}\text{Dy}$  и  $^{210}\text{Po}$  может оказаться полезным при рассмотрении  $\alpha$ -распада гигантских квадрупольных резонансов, широко обсуждаемого в настоящее время. Изучение вопроса о природе  $\gamma$ -переходов между высоковозбужденными состояниями имеет важное значение для анализа реакции  $(n, \gamma, \alpha)$ , являющейся уникальным инструментом при исследовании предкомпаундных состояний. Достигнутый в работе уровень теоретического описания процесса  $\gamma$ -распада может оказаться полезным при расчетах сечений захвата быстрых нейтронов в задачах реакторостроения, поскольку точность

прежних методов в ряде случаев была недостаточно высокой. Анализ экспериментальных данных по несохранению четности в полных спектрах  $\gamma$ -квантов позволяет получить оценки ожидаемых P-нечетных эффектов, которые могут быть использованы при планировании и проведении новых экспериментов.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах ЛФФ и ЛФФ ОИЯИ, в ИТЭФ (Москва), в ИЯИ АН СССР (Москва), в ЛИЯФ АН СССР (Гатчина), в ФЭИ (Обнинск), на XXVII, XXX, XXXIII, XXXIV, XXXVI Совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на VI Всесоюзной конференции по нейтронной физике, на XIX Зимней школе ЛИЯФ.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 8 работ.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложения. В ней содержится 169 страниц машинописного текста, 19 таблиц, 10 рисунков, список литературы из 155 наименований.

#### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко изложено содержание диссертации, рассмотрены научное значение и актуальность исследуемых проблем, сформулированы основные цели работы.

В первой главе изучено влияние на вероятность  $\alpha$ -распада перенормированного эффективного взаимодействия между нуклонами, формирующими  $\alpha$ -частицу, а также проведены расчеты относительных ширин  $\alpha$ -переходов из основных и низколежащих возбужденных состояний тяжелых околomagических ядер.

В рамках не R-матричного варианта теории  $\alpha$ -распада сферических ядер амплитуда подбарьерного  $\alpha$ -перехода из состояния родительского ядра  $\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}$  в состояние дочернего ядра  $\Psi_{\sigma_f}^{J_f M_f}$  определяется соотношением

$$\Gamma_{ifL}^{1/2}(J_i M_i) = \sqrt{2\pi} \sum_{M_f M_i} C_{M_f M_i}^{J_f L J_i} \langle \hat{A} \{ \Psi_{\sigma_f}^{J_f M_f} O_{LM} \} | \Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i} \rangle, \quad (1)$$

причем оператор перехода  $O_{LM}$  имеет вид

$$O_{LM} = \mathcal{F}_L(R) Y_{LM}(R/R) \Psi_{\alpha} \psi_{\alpha(A-Y)}. \quad (2)$$

Здесь  $\mathcal{F}_L$  - регулярированная кулоновская функция,  $\psi_{\alpha(A-Y)}$  - потенциал взаимодействия дочернего ядра (A-4) и  $\alpha$ -частицы, вылетающей с орбитальным моментом L,  $\Psi_{\alpha}$  - внутренняя волновая функция  $\alpha$ -частицы,  $\hat{A}$  - оператор антисимметризации.

Ограничиваясь случаем, когда основной вклад в ширину  $\alpha$ -распада определяется компонентой волновой функции родительского ядра А, которая соответствует движению 4-х нуклонов, образующих  $\alpha$ -частицу поверх остова, совпадающего с дочерним ядром (А-4) (диагональное приближение), выражение для потенциала  $U_{\alpha(A-4)}$  можно представить в виде

$$U_{\alpha(A-4)} \approx \sum_{i=1}^4 V_i(\vec{z}_i) + \sum_{j < i=1}^4 [V_{ij}(\vec{z}_i - \vec{z}_j) - V_{ij}(\vec{z}_i - \vec{z}_j)], \quad (3)$$

где  $V_i(\vec{z}_i)$  - самосогласованный оболочечный потенциал, а  $V_{ij}$  - эффективное взаимодействие (ЭВ), которое переходит в пустотный нуклон-нуклонный потенциал  $V_{ij}$ , если центр тяжести взаимодействующей пары уходит далеко от центра ядра А.

Заметим, что все предыдущие расчеты вероятностей  $\alpha$ -распада в рамках не R-матричного подхода делались с учетом только первой суммы в потенциале  $U_{\alpha(A-4)}$ , причем потенциалы  $V_i(\vec{z}_i)$  выбирались в обычной вуде-саксоновской форме. Влияние ЭВ конечного радиуса  $\alpha$ -распада на вероятности  $\alpha$ -переходов было изучено на примере облегченного  $\alpha$ -распада, когда формирующие  $\alpha$ -частицу пары протонов и нейтронов вылетают с моментами, равными нулю. Зависимость ЭВ от координаты центра тяжести  $R_{ij}$  взаимодействующей пары нуклонов, а также от их относительной координаты  $z_{ij}$  выбиралась в виде

$$V_{ij} = \alpha^2 \gamma_{ij}^{\xi} = \text{const} \{ \gamma_{ij}^{\text{in}} y^n(R_{ij}) + \gamma_{ij}^{\text{ex}} [1 - y^n(R_{ij})] \} \exp[-(z_{ij}/z_0)^{\eta}], \quad (4)$$

где  $y(R_{ij}) = \rho(R_{ij})/\rho(0)$ , причем  $\rho(R_{ij})$  - однонуклонная плотность, а  $z_0 = 1,74$  фм близко к величине радиуса, определяющего дальнюю часть нуклон-нуклонных потенциалов. Значения параметра  $\eta$ , а также величин  $\gamma^{\text{in}}$  и  $\gamma^{\text{ex}}$ , определяющих силу взаимодействия нуклонов во внутренней (in) и внешней (ex) областях ядра, выбирались в соответствии с традиционно используемым вариантом интерполяции в теории конечных ферми-систем. Ввиду громоздкости вычислений, связанных с оценкой вклада в  $\alpha$ -ширину второго члена взаимодействия  $U_{\alpha(A-4)}$ , расчеты были проведены в рамках простой оболочечной модели без учета смешивания конфигураций для ряда облегченных  $\alpha$ -переходов в изотопах Рс. Расчеты показали, что учет члена с перенормировкой взаимодействия приводит к уменьшению абсолютных значений  $\alpha$ -ширин не более чем на 30-40%. Поэтому все дальнейшие вычисления  $\alpha$ -ширин проведены с учетом только первого члена взаимодействия (3).

Большой интерес с точки зрения проверки различных теоретических представлений, касающихся ядерной структуры и механизма распада, представляют расчеты вероятностей  $\alpha$ -переходов в ядрах волизи  $^{208}\text{Pb}$ . Это объясняется тем, что среди всех известных нуклидов в указанных ядрах

эффекты оболочечной структуры проявляются в наиболее явном виде. Таким образом, указанные расчеты могут служить важным критерием правильности предположений о механизме  $\alpha$ -распада. Ввиду того, что диагонализационные расчеты можно последовательно осуществить только для ядер в ближайшей окрестности дважды магического ядра  $^{208}\text{Pb}$ , вычисления  $\alpha$ -ширин были проведены прежде всего для ядер  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Po}$  и  $^{210}\text{Pb}$ . Представив в рамках метода RPA выражения для волновых функций  $\psi^{\pi_i}$  и  $\psi^{\pi_f}$ , соответствующие ядрам "магическое  $\pm 2$  нуклона", на основе техники вторичного квантования удалось получить выражения для вероятностей  $\alpha$ -переходов.

В таблице I для ядра  $^{210}\text{Bi}$  приведены результаты расчетов относительных ширин необлегченных  $\alpha$ -переходов из основного ( $1^-$ ) и изомерного ( $9^-$ ) состояний.

Таблица I

$J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$	$9^- \rightarrow 1^-$	$9^- \rightarrow 2^-$	$9^- \rightarrow 2^-$	$9^- \rightarrow 2^-$	$9^- \rightarrow 2^-$	$9^- \rightarrow 3^-$	$9^- \rightarrow 4^-$	$1^- \rightarrow 2^-$	$1^- \rightarrow 1^-$
$\Gamma_{\alpha}^{\text{экс}}/\Gamma_{\alpha}^{\text{смеш}}$	1,0	1,3	0,2	1,1	1,25	1,0	0,2	0,5	1,6

Как видно из таблицы I, достигнутый уровень описания относительных  $\alpha$ -ширин в ядре  $^{210}\text{Bi}$  в целом является удовлетворительным. Исключения составляют лишь  $\alpha$ -переходы, приводящие к заселению состояний  $2^-$  и  $4^-$  дочернего ядра  $^{206}\text{Tl}$ . Расхождение теории с экспериментом связано, по-видимому, с тем, что волновые функции этих состояний не являются достаточно корректными. Дополнительным аргументом в пользу такого заключения служит отсутствие согласия между опытными данными и результатами расчетов приведенных вероятностей M1- и E2-переходов в ядре  $^{206}\text{Tl}$ , связанных с состояниями  $2^-$  и  $4^-$ .

При вычислении вероятностей  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах  $^{210}\text{Pb}$  и  $^{210}\text{Po}$  ввиду ограниченности используемого базиса оболочечных состояний основной акцент сделан на выявление эффектов смешивания конфигураций. Расчеты показали, что относительные вероятности облегченных  $\alpha$ -переходов в ядрах  $^{210}\text{Pb}$  и  $^{210}\text{Po}$  описываются примерно так же, как и вероятности необлегченных  $\alpha$ -переходов в ядре  $^{210}\text{Bi}$ . Обращает на себя внимание большое усиление вероятности  $\alpha$ -перехода  $0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+$  в ядре  $^{210}\text{Po}$   $\Gamma_{\alpha}^{\text{смеш}}/\Gamma_{\alpha}^{\text{чист}} = 205$ , где  $\Gamma_{\alpha}^{\text{чист}}$  -  $\alpha$ -ширина, рассчитанная в рамках простой оболочечной модели. Этот результат указывает на возможность реализации механизма облегченного  $\alpha$ -распада не только для известного случая  $\alpha$ -переходов  $0_{g.s.}^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ . Отметим, что значительное увеличение отношения  $\Gamma_{\alpha}^{\text{смеш}}/\Gamma_{\alpha}^{\text{чист}}$  получено для  $\alpha$ -переходов из основного состояния  $0_{g.s.}^+$  ядра  $^{210}\text{Po}$  на первые из состояний  $2^+$ ,  $4^+$  и т.д. дочер-

него ядра  $^{206}\text{Pb}$ , которые имеют ярко выраженную коллективную структуру типа парной вибрации.

По аналогии со случаем ядер с  $A=210$  был проведен анализ  $\alpha$ -переходов в околomagических ядрах  $^{209}\text{Po}$ ,  $^{211}\text{Rn}$  и  $^{213}\text{Ra}$  с числом нейтронов  $N=125$ , в которых имеются как облегченные, так и полуболегченные  $\alpha$ -переходы. Поскольку основные и низжайшие возбужденные состояния родительских и дочерних ядер являются практически одноквазичастичными по нейтронной системе, то указанные полуболегченные  $\alpha$ -переходы усилены только по протонной системе. На основе понятия теоретического коэффициента усиления  $K = \Gamma_{\alpha}^{\text{смеш}} / \Gamma_{\alpha}^{\text{чист}} \approx K_p \cdot K_n$  с учетом экспериментальных данных о ширине облегченных и полуболегченных  $\alpha$ -переходов была получена феноменологическая оценка нейтронного коэффициента усиления ( $K_N$ ) в околomagических ядрах с  $N=125$   $K_N^0 = 3,3 \pm 0,3$ . С помощью этого значения  $K_N$  были рассчитаны относительные вероятности большого числа  $\alpha$ -переходов разного типа в нечетно-нечетных ядрах  $^{212}\text{Fr}$  и  $^{210}\text{At}$ . При этом в качестве основных состояний указанных ядер принималась двухквазичастичная конфигурация  $[P(1h_{9/2})N(3p_{1/2})]5^+$ , а для состояний соответствующих дочерних ядер  $^{208}\text{At}$  и  $^{206}\text{Bi}$  использовались волновые функции, полученные с учетом смешивания конфигураций за счет  $NP$ -взаимодействия. Было показано, что для объяснения фрагментации силы облегченных  $\alpha$ -переходов  $5^+ \rightarrow 5_1^+$  и  $5^+ \rightarrow 5_2^+$  в ядрах  $^{212}\text{Fr}$  и  $^{210}\text{At}$  требуется существенно большее смешивание оболочечных мультиплетов  $[P(1h_{9/2})N(2f_{5/2})]$  и  $[P(1h_{9/2})N(3p_{1/2})]$  в дочерних ядрах  $^{208}\text{At}$  и  $^{206}\text{Bi}$ , чем это следует из традиционных оболочечных расчетов.

В последнее время проявляется значительный интерес к изучению нейтрондефицитных ядер вблизи  $A \sim 150$ . В ряде работ свойства этих ядер описывались в рамках предположения о магичности ядра  $^{146}\text{Gd}$ . В диссертации на основе волновых функций, полученных в указанных работах, были проведены расчеты относительных вероятностей  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах  $^{148}\text{Gd}$  и  $^{148}\text{Dy}$ . Результаты вычислений оказались в целом близки к аналогичным результатам, полученным для ядер вблизи  $^{208}\text{Pb}$ , что свидетельствует в пользу гипотезы о магичности нуклида  $^{146}\text{Gd}$ . В частности, наблюдается существенное увеличение отношения  $\Gamma_{\alpha}^{\text{смеш}} / \Gamma_{\alpha}^{\text{чист}}$  для  $\alpha$ -переходов из основного состояния ядра  $^{148}\text{Dy}$  на первые из состояний  $0^+$ ,  $2^+$  и  $4^+$  дочернего ядра  $^{144}\text{Gd}$ . К сожалению, экспериментальная информация о вероятностях  $\alpha$ -переходов в указанной области ядер имеется только для  $\alpha$ -перехода  $0_{g.s.}^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$  в ядре  $^{148}\text{Gd}$ . Поэтому для окончательного решения вопроса о том, является ли ядро  $^{146}\text{Gd}$  магическим, нужны дополнительные экспериментальные исследования.

Кроме  $\alpha$ -распада основных и низколежащих состояний, в настоящее время изучены  $\alpha$ -переходы из высоколежащих возбужденных состояний (реакция  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах), а также исследована двухступенчатая реакция  $(n, \gamma \alpha)$ . Достигнутый уровень теоретического описания средних  $\alpha$ -ширин нейтронных резонансов позволил на основе анализа реакции  $(n, \gamma \alpha)$  получить информацию о вероятностях  $\gamma$ -переходов между сложными высоколежащими состояниями ядер. Обсуждению этих вопросов и посвящен материал второй главы диссертации.

Во введении к ней обсуждено современное состояние проблемы описания полных радиационных ширин и сформулированы основные критерии, которым должны удовлетворять используемые в расчетах фотонные силовые функции и плотности возбужденных состояний. Поскольку интегральные характеристики радиационного канала распада нейтронных резонансов (усредненные полные  $\gamma$ -ширины и интенсивности  $\gamma$ -спектров) определяются в основном  $\gamma$ -переходами на достаточно сложные конечные состояния, то вычисления проведены в рамках статистического подхода.

В дипольном приближении выражение для средней полной радиационной ширины  $S$ -нейтронных резонансов имеет вид

$$\bar{\Gamma}_{\gamma} = \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{J=|I-1/2|}^{J=I+1/2} (2J+1) \rho_{J\pi}^{-1}(U) \int \sum_{L=E_1, M_1} \sum_{J_f \pi_f} S_{J_f}^{i f}(E_{\gamma}, L) \rho(U, E_{\gamma}) E_{\gamma}^3 dE_{\gamma}, \quad (5)$$

где  $I$  - спин ядра-мишени,  $\rho_{J\pi}(U)$  - плотность возбужденных состояний компаунд-ядра со спином и четностью  $J\pi$  при энергии возбуждения  $U$ ,  $S_{J_f}^{i f}(E_{\gamma}, L)$  - радиационные силовые функции мультипольностей  $E1$  и  $M1$ .

Следует подчеркнуть, что в отличие от традиционных подходов, конечная цель которых заключалась в описании полных радиационных ширин путем подгонки входящих в расчет параметров, в данной работе реализован иной принцип, а именно: возможность количественного воспроизведения экспериментальных значений  $\gamma$ -ширин и интенсивностей  $\gamma$ -спектров использована в качестве теста теоретических фотонных силовых функций  $S_{J_f}^{i f}(E1)$  и  $S_{J_f}^{i f}(M1)$ , полученных ранее.

Для силовой функции  $S_{J_f}^{i f}(E1)$  использовалось следующее выражение, справедливое в области средних и тяжелых сферических (немагических) ядер:

$$S_{J_f}^{i f}(E1) = 3 \cdot 10^{-6} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_g [E_g^2 + 4\pi^2 T^2(U_f)]}{E_g (E_g^2 - E_f^2)^2} \text{ МэВ}^{-3}, \quad (6)$$

где  $E_g$  и  $\Gamma_g$  - ширина и положение гигантского дипольного электрического резонанса, а  $T(U_f)$  - ядерная температура, соответствующая

ищая конечному состоянию  $f$ . Заметим, что силовая функция (6) хорошо воспроизводит постоянство радиационной силовой функции в области компаунд-компаунд ( $c \rightarrow c'$ )  $\gamma$ -переходов с  $E_\gamma \leq 3$  МэВ, экспериментально установленное для компаунд-ядра  $^{144}\text{Nd}$ , а также удовлетворительно согласуется с опытными данными в области жестких ( $c \rightarrow s$ )  $\gamma$ -переходов.

В качестве силовой функции  $S_\gamma(M1)$  при расчетах использовалось экспериментальное значение  $S_\gamma^{cc'}(M1) \approx 1 \cdot 10^{-8}$  МэВ<sup>-3</sup>, полученное для компаунд-ядра  $^{144}\text{Nd}$ , которое оказалось достаточно близким к теоретической оценке  $S_\gamma^{cc'}(M1) \approx S_\gamma^{cs}(M1) \approx 2 \cdot 10^{-8}$  МэВ<sup>-3</sup>. К сожалению, достоверные данные о радиационных силовых функциях в области мягких  $c \rightarrow c'$   $\gamma$ -переходов получены только для компаунд-ядра  $^{144}\text{Nd}$ , причем в пределах экспериментальной погрешности  $S_\gamma^{cc'}(E1) \approx S_\gamma^{cc'}(M1)$ .

Плотность возбужденных состояний  $\rho_{\gamma, \pi}(U_f)$  вычислялась на основе модели ферми-газа с подгонкой под наблюдаемое значение плотности уровней при энергии связи нейтрона и при энергиях возбуждения порядка 2-3 МэВ. Возможность однозначной феноменологической параметризации энергетической зависимости плотности, а также влияние экспериментальной неопределенности в значениях плотности низколежащих состояний на величины  $\bar{\Gamma}_\gamma$  были изучены на примере ядра  $^{144}\text{Nd}$ , для которого функции  $S_\gamma(E1)$  и  $S_\gamma(M1)$  известны экспериментально. Проведенный анализ показал, что на основе имеющейся экспериментальной информации о плотности уровней возможна ее однозначная феноменологическая параметризация и, следовательно, получение абсолютных значений полных радиационных ширин для заданных силовых функций  $S_\gamma(E1)$  и  $S_\gamma(M1)$ . Результаты расчетов приведены на рис. 1 в виде отношения  $\Gamma_\gamma^{\text{экс}}/\Gamma_\gamma^{\text{т}}$  в зависимости от массового числа.

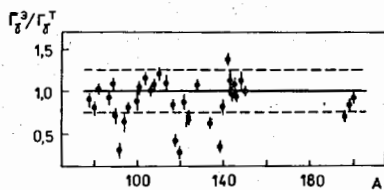


Рис. 1. Отношения  $\Gamma_\gamma^{\text{экс}}/\Gamma_\gamma^{\text{т}}$  в зависимости от массового числа.

Видно, что для большинства исследованных ядер, за исключением ядер  $^{92}\text{Zn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  и  $^{138}\text{Ba}$ , полные радиационные ширин воспроизводятся удовлетворительно. Как показали вычисления, в области массовых чисел  $A \sim 80-150$  ширин  $\Gamma_\gamma(M1)$ , рассчитанные с учетом только  $M1$ -переходов, составляют примерно половину полной радиационной ширин  $\bar{\Gamma}_\gamma$

(5). Этот результат подтверждает гипотезу об универсальности соотношения между силовыми функциями  $S_\gamma^{cc'}(E1)$  и  $S_\gamma^{cc'}(M1)$ , высказанную ранее на основе анализа реакции  $^{144}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ . С учетом этого обстоятельства была изучена энергетическая зависимость полных радиационных ширин и получены простые аналитические выражения для расчета величин  $\bar{\Gamma}_\gamma$ .

Развитый подход к описанию полных радиационных ширин был применен для анализа статистической части  $\gamma$ -спектров радиационного захвата тепловых нейтронов на средних и тяжелых сферических ядрах. При этом интенсивность  $\gamma$ -линии с энергией  $E_\gamma$  интегрального спектра  $\gamma$ -лучей вычислялась по формуле

$$J_\gamma(E_\gamma) = \sum_{f, f'} W_f(E_f) \Gamma_{ff'}^{\text{т}} / \Gamma_f^{\text{т}} \approx \sum_{f, f'} W_f(E_f) I_{ff'}(E_\gamma), \quad (7)$$

где  $W_f(E_f) = \sum_{f''} W_{ff''}(E_{ff''}) I_{ff''}^{\text{т}}$  - заселенность распадного состояния  $f$  с энергией  $E_f$  ( $E_f < E_{f''}$ ) и полной радиационной шириной  $\Gamma_f^{\text{т}}$ ,  $\Gamma_{ff'}^{\text{т}}$  - парциальная ширина  $\gamma$ -перехода между состояниями  $f$  и  $f'$ . На основе каскадной методики были рассчитаны величины  $J_\gamma(E_\gamma)$ -интенсивности  $\gamma$ -квантов  $J_\gamma(E_\gamma)$ , приведенные на единичный интер-

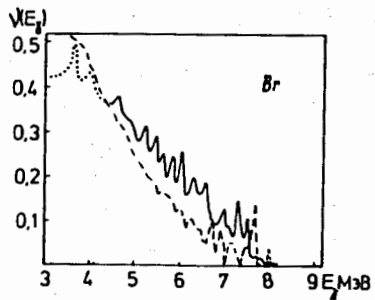
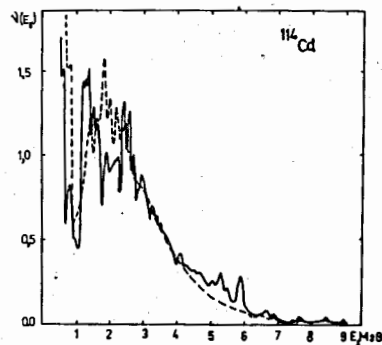
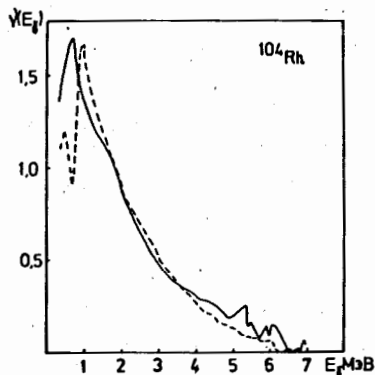


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений интенсивностей интегральных  $\gamma$ -спектров для ядер  $^{82}\text{Br}$ ,  $^{104}\text{Rh}$  и  $^{114}\text{Cd}$ .

вал энергии (1 МэВ) и на один захват нейтрона. В качестве примера на рис. 2 представлены вычисленные значения величин  $\nu(E_\gamma)$  (штрихованные линии) для ядер  $Bz$ ,  $^{104}Rh$  и  $^{114}Cd$ , которые сравниваются с соответствующими экспериментальными данными (сплошные линии). Расчет, как правило, удовлетворительно воспроизводит мягкую и среднюю части  $\gamma$ -спектра и приводит к заниженным интенсивностям в области субядерных  $\gamma$ -переходов с энергиями, на 2-3 МэВ меньшими энергии связи нейтрона. Для некоторых ядер были вычислены также заселенности низколежащих состояний и получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

В третьей главе на основе развитого подхода к описанию интегральных характеристик реакции  $(n, \gamma)$  проведен анализ P-нечетных эффектов в полных спектрах  $\gamma$ -квантов теплового захвата нейтронов. Среди экспериментов, в которых исследуется интерференция амплитуд  $\gamma$ -переходов между ядерными состояниями с противоположной четностью, наибольшее распространение на практике получили измерения циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов  $P_\gamma$ , возникающей при радиационном захвате неполяризованных нейтронов, и измерения P-нечетной асимметрии  $a_{n\gamma}$  вылета  $\gamma$ -квантов относительно направления спина падающих поляризованных нейтронов. Измерения были проведены на ядрах  $Cl$ ,  $Fe$ ,  $Co$ ,  $Bz$ ,  $Cd$ ,  $Sn$ ,  $J$ ,  $Cs$ ,  $La$  и  $Ho$ , причем для большинства ядер величины P-нечетных эффектов в полных  $\gamma$ -спектрах были порядка  $10^{-5}$ - $10^{-4}$  (для ядер  $Co$ ,  $Cd$ ,  $J$  и  $Ho$  получены ограничения на величину эффекта).

Результат эксперимента по измерению циркулярной поляризации  $P_\gamma^\Sigma$  интегрального тока фотонов, испущенных после захвата тепловых нейтронов изотопом, может быть записан в виде

$$P_\gamma^\Sigma = \frac{\int_0^{B_n} P_\gamma^{if}(E_\gamma) I_{if}(E_\gamma) \varepsilon(E_\gamma) F(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma}{\bar{\varepsilon} \int_0^{B_n} J_\gamma(E_\gamma) F(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma}, \quad (8)$$

причем интегрирование проводится до энергии связи  $B_n$  соответствующего компаунд-ядра с весом  $E_\gamma$ , учитывающим токовый метод регистрации  $\gamma$ -квантов. Функции  $\varepsilon(E_\gamma)$  и  $F(E_\gamma)$  определяются экспериментальной методикой. Входящая в формулу (8) циркулярная поляризация  $P_\gamma^{if}$  в двухуровневом приближении описывается выражением

$$P_\gamma^{if} = \frac{dV}{E_p} \left[ \frac{\Gamma_{\gamma p}^{if}}{\Gamma_{\gamma s}^{if}} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $(\Gamma_{\gamma s}^{if})^{1/2}$  и  $(\Gamma_{\gamma p}^{if})^{1/2}$  - парциальные амплитуды  $\gamma$ -переходов в состояние  $f$  из дающих вклад в эффект S- и P-резонансов,  $V$  - матричный элемент слабого взаимодействия, смешивающего S- и P-амплитуды реакции для состояния  $i$ ,  $E_p$  - энергия ближайшего к теп-

ловой точке P-резонанса. Как видно из формул (8) и (9), числитель выражения (8) представляет собой сумму большого числа случайных (по знаку и амплитуде) слагаемых, поскольку значения амплитуд парциальных ширин  $(\Gamma_\gamma^{if})^{1/2}$  сильно флуктуируют. Таким образом, наблюдаемый эффект может быть вычислен лишь тогда, когда эти амплитуды, включая их знаки, известны из независимых экспериментов. В работе показано, что единственной теоретической величиной, которую можно сопоставить наблюдаемому значению величины  $\Delta I = \int P_\gamma(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) \varepsilon(E_\gamma) F(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma$ , является среднеквадратичное отклонение

$$[\sigma(\Delta I)]^{1/2} = \left[ \sum_f (P_\gamma^{if} I_{if} \cdot \varepsilon \cdot F E_\gamma^{if})^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

тогда как  $\Delta I = 0$ .

На основе развитой во второй главе схемы описания радиационного канала распада были рассчитаны величины  $P_\gamma^\Sigma$  (8) прежде всего для ядер  $Bz$ ,  $^{114}Cd$ ,  $Sn$  и  $^{140}La$ , для которых имеется независимая экспериментальная информация о матричных элементах  $V$ . "Интегральная" асимметрия  $a_{n\gamma}^\Sigma$  вычислялась с помощью приведенных выше соотношений для  $P_\gamma^\Sigma$ , в которых полагалось  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon(E_\gamma) = F(E_\gamma) = 1$  и  $a_{n\gamma}^{if} = P_\gamma^{if} A_{if}$ , где фактор  $A_{if}$  зависит от спинов начального (i) и конечного (f) состояний. Заметим, что при расчетах величин  $P_\gamma^\Sigma$  и  $a_{n\gamma}^\Sigma$  использовалась детальная экспериментальная информация о дискретных низколежащих состояниях ядер, на которые идут жесткие парциальные  $\gamma$ -переходы.

Как показали вычисления, для всех указанных выше ядер, за исключением  $^{118}Sn$ , теоретические и экспериментальные величины  $P_\gamma^\Sigma(a_{n\gamma}^\Sigma)$  в целом согласуются удовлетворительно. Анализ, проведенный в случае ядра  $^{118}Sn$ , показал, что картина радиационного распада в этом ядре не описывается на основе статистического подхода. Для объяснения экспериментальных данных по P-нечетным эффектам в полных  $\gamma$ -спектрах ядра  $^{118}Sn$  было высказано предположение о наличии интенсивных жестких E1-переходов из слабого p-волнового резонанса  $\Gamma$  с энергией 1,33 эВ. Отметим, что указанные  $\gamma$ -переходы были действительно обнаружены в последующем эксперименте.

Исходя из удовлетворительного описания P-нечетных эффектов для тестовых ядер на основе экспериментальных значений величин  $P_\gamma^\Sigma$  экс с помощью формул (8)-(10) были получены оценки для матричных элементов слабого взаимодействия, обозначенные ниже как  $\tilde{V}_{\text{экс}}$ . Значения  $\tilde{V}_{\text{экс}}$  приведены в табл. 2, в которую также включены матричные элементы  $V_{\text{экс}}$ , полученные в экспериментах "дифференциального" типа. Заметим, что для более легких ядер  $^{36}Cl$  и  $^{57}Fe$ , для которых статисти-

Таблица 2

Комп.- ядро	$E_p$ эВ	$\tilde{U}_{\text{экс}}$ мэВ	$\tilde{U}_{\text{экс}}$ мэВ
$^{36}\text{Cl}$	398	$(120 \pm 60)_{n\gamma}$ $(60 \pm 18)_{p\gamma}$ $(130 \pm 40)_{pp}$	$78^{+22}_{-15}$
$^{57}\text{Fe}$	1147	$(32 \pm 8)$	$55 \pm 15$
$^{60}\text{Co}$	1380*	-	$\leq 30$
$^{82}\text{Br}$	0,88	$(3,0 \pm 0,5)_{nn}$	$4,6 \pm 0,4$
$^{114}\text{Cd}$	7	$(0,4 \pm 0,1)_{n\gamma}$	$\leq 0,8$
$^{118}\text{Sn}$	1,33	$(0,4 \pm 0,1)_{nn}$ $(0,8 \pm 0,3)_{n\gamma}$	3,7
$^{128}\text{J}$	7,6*	$(0,5 \pm 0,4)_{nn}$	$\leq 2$
$^{134}\text{Cs}$	9,5*	-	$0,9 \pm 0,3$
$^{140}\text{La}$	0,75	$(1,3 \pm 0,1)_{nn}$	0,96
$^{166}\text{Ho}$	10,3*	-	$\leq 2,4$

\*) Принятые значения  $E_p$ .

надежная оценка для матричного элемента слабого взаимодействия  $\tilde{U}_{\text{экс}} = 32 \pm 8$  мэВ. Как видно из табл. 2, значения матричных элементов  $\tilde{U}_{\text{экс}}$  извлеченные на основе данных по  $P_{\gamma}^{\pm}$  ( $A_{n\gamma}^{\pm}$ ), в целом не противоречат величинам  $\tilde{U}_{\text{экс}}$ .

В заключении сформулированы основные результаты, представляемые к защите:

1. Проведен учет вклада в абсолютную ширину  $\alpha$ -распада остаточного перенормированного взаимодействия между нуклонами  $\alpha$ -частицы.
2. Получены формулы и проведены расчеты вероятностей  $\alpha$ -переходов в ядрах вблизи  $^{208}\text{Pb}$  с усовершенствованными (RPA) оболочечными функциями для существенно большего, чем прежде, числа  $\alpha$ -переходов. Показано, что расчетные значения относительных  $\alpha$ -ширин удовлетворительно согласуются с имеющимися опытными данными. На примере расчета вероятности  $\alpha$ -распада  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  в ядре  $^{210}\text{Po}$  дано микроскопическое объяснение механизма облегченного  $\alpha$ -распада из основного состояния  $0_1^+$  четного родительского ядра в возбужденное состояние  $2_1^+$  дочернего ядра.

ческое описание процесса  $(n, \gamma)$  может быть менее обоснованным, были использованы экспериментальные данные об интенсивностях парциальных  $\gamma$ -переходов из смешивающихся по четности резонансов. Это позволило детально проанализировать механизм формирования интегральных величин  $P_{\gamma}^{\pm}$  и  $A_{n\gamma}^{\pm}$  и получить оценки для  $\tilde{U}_{\text{экс}}$ . В частности, в случае ядра  $^{57}\text{Fe}$  было показано, что из экспериментального соотношения между  $P_{\gamma}^{\pm}$  и  $A_{n\gamma}^{\pm}$  следует когерентность амплитуд парциальных  $\gamma$ -переходов из  $S$ - и  $P$ -резонансов на основное и первое возбужденное состояния. С учетом того, что вклад указанных  $\gamma$ -переходов в величину  $P_{\gamma}^{\pm}$  является определяющим, была получена

слабого взаимодействия  $\tilde{U}_{\text{экс}} = 32 \pm 8$  мэВ. Как видно из табл. 2, значения матричных элементов  $\tilde{U}_{\text{экс}}$  извлеченные на основе данных по  $P_{\gamma}^{\pm}$  ( $A_{n\gamma}^{\pm}$ ), в целом не противоречат величинам  $\tilde{U}_{\text{экс}}$ .

3. В нечетно-нечетных ядрах с  $N=125$  получено феноменологическое ограничение на величину нейтронного коэффициента усиления  $K_N^p$ . При этом показано, что для объяснения фрагментации силы облегченных  $\alpha$ -переходов в ядрах  $^{212}\text{Fr}$  и  $^{210}\text{At}$  требуется существенно иное смешивание оболочечных мультиплетов в дочерних ядрах  $^{208}\text{At}$  и  $^{206}\text{Bi}$ , чем это следует из традиционных оболочечных расчетов.

4. В рамках представлений о магичности ядра  $^{146}\text{Gd}$  проведены расчеты вероятностей  $\alpha$ -переходов в соседних ядрах. Результаты расчетов свидетельствуют в пользу гипотезы о магичности нуклида  $^{146}\text{Gd}$ .

5. Показано, что расчеты абсолютных значений полных радиационных ширины и интенсивностей  $\gamma$ -спектров могут быть использованы в качестве теста теоретических фотонных силовых функций  $S_{\gamma}(E1)$  и  $S_{\gamma}(M1)$ , не содержащих свободных параметров. Исходя из сравнения результатов расчетов с опытными данными сделан вывод о том, что указанные силовые функции могут служить надежной основой при анализе радиационного канала распада нейтронных резонансов.

6. Показано, что для большинства изученных ядер вклады  $\gamma$ -переходов мультипольностей  $E1$  и  $M1$  в интегральные характеристики процесса  $(n, \gamma)$  сопоставимы.

7. Проведен теоретический анализ  $P$ -нечетных эффектов в полных спектрах  $\gamma$ -квантов  $(n, \gamma)$ -реакции и показана возможность извлечения из опытных данных значения матричного элемента слабого взаимодействия.

8. Предсказано наличие интенсивных жестких  $E1$ -переходов из не сохраняющего пространственную четность резонанса  $\Gamma^-$  в составном ядре  $^{118}\text{Sn}$ , подтвержденное последующим экспериментом.

В приложении приведены детали расчетов вклада в ширину  $\alpha$ -распада перенормированного эффективного взаимодействия между нуклонами, формируемыми  $\alpha$ -частицу.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Думитреску Т., Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Холан С., Фурман В.И. Влияние перенормировки остаточного взаимодействия на абсолютные ширины  $\alpha$ -распада сферических ядер. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, с. 1982-1986.
2. Артамонов С.А., Исаков В.И., Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Фурман В.И. Альфа- и гамма-переходы в сферических ядрах вблизи  $^{208}\text{Pb}$ . - ЯФ, 1982, т. 36, с. 829-840.
3. Вахтель В.М., Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Фурман В.И. Облегченный и полуоблегченный  $\alpha$ -распад ядер с  $N=125$  и эффекты спаривания. - ЯФ, 1983, т. 38, с. 1403-1409.
4. Артамонов С.А., Исаков В.И., Ломаченков И.А. Радиационные и  $\gamma$ -переходы ядер с четными  $A$  вблизи  $^{146}\text{Gd}$ . - ЯФ, 1987, т. 45, с. 33-43.



5. Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Попов А.Б., Фурман В.И. Полные радиационные ширины нейтронных резонансов и фотонная дипольная силовая функция компаунд-компаунд  $\gamma$ -переходов.- Дубна, 1983, II с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. иссл.: P4-83-600).
6. Бунаков В.Е., Гудков В.П., Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Фурман В.И. Эффекты несохранения четности в сечениях радиационного захвата.- ЯФ, 1984, т. 40, с. 188-196.
7. Бунаков В.Е., Гудков В.П., Кадменский С.Г., Ломаченков И.А., Фурман В.И. Анализ P-нечетных эффектов в интегральных  $\gamma$ -спектрах реакции ( $n, \gamma'$ ).- Л., 1985, 20 с. (Препринт/Ленингр. ин-т ядер. физ.: ИЮИ).
8. Ломаченков И.А., Фурман В.И. Теоретическое описание  $\gamma$ -спектров теплового захвата нейтронов. - Дубна, 1985, II с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. иссл.: P4-85-466).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 марта 1987 года.