

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3-81-747

НГУЕН

Данг Нюян

ИЗУЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

^{185}Re И ^{154}Gd

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1981

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна

Научный руководитель
старший научный сотрудник
кандидат физико-математических наук

Ф. БЕЧВАРЖ

Официальные оппоненты:

старший научный сотрудник
доктор физико-математических наук

Б. Д. КУЗЬМИНОВ

старший научный сотрудник
кандидат физико-математических наук

Л. А. МАЛОВ

Ведущее предприятие:

Институт ядерных исследований
АН УССР, Киев

Защита диссертации состоится " 8 " февраля 1982 года
в "15.30" час. на заседании Специализированного совета Д 047.01.05
при Лаборатории нейтронной физики
и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (г. Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Автореферат разослан " 8 " декабря 1981 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета


В. В. ТАРАН

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Исследование реакции (n, γ) имеет большое значение для ядерной спектроскопии и для изучения механизма самой реакции. Изучение данной реакции с применением импульсных источников резонансных нейтронов и с использованием метода времени пролета является новым качественным шагом, так как оно дает возможность изучать захват одновременно для разных энергий нейтронов, в изолированных резонансах. Исследование радиационного захвата с применением резонансных нейтронов проводится в ЛНФ ОИЯИ уже более десяти лет и дало ряд интересных результатов, важных для понимания реакции (n, γ) . В частности, была обнаружена статистически достоверная корреляция между приведенными нейтронными ширинами и парциальными радиационными ширинами при захвате нейтронов в s -резонансах ядрами ^{173}Yb , ^{171}Yb , ^{167}Er (см. работу /1/). Выяснилось, что корреляция ширин в четно-четных ядрах-продуктах удовлетворительно укладывается в рамки квази-частично-фононной модели В.Г.Соловьева. Поэтому вопрос дальнейшей проверки существования корреляций ширин в области деформированных ядер ($A = 150 \div 190$) стал актуальным.

Цель работы. Ввиду отсутствия данных о корреляции ширин для нечетно-нечетных и N -нечетных ядер-продуктов и в целях более детальной проверки квазичастично-фононной модели, настоящая диссертация посвящена изучению реакций $^{185}\text{Re}(n, \gamma)$, $^{186}\text{Re} /1,2/$ и $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$, $^{155}\text{Gd} /1,3,4,5/$ на резонансных нейтронах. Диссертация также затрагивает ряд важных вопросов, касающихся структуры низколежащих уровней ядер ^{186}Re и ^{155}Gd .

Новизна диссертационной работы. Определено 21 новое значение спина нейтронных резонансов ядра ^{186}Re , обнаружено 74 новых уровня ядра ^{186}Re и 21 новый уровень ядра ^{155}Gd ; предложен статистический метод определения четности низколежащих уровней и эффективный способ изотопической идентификации нейтронных резонансов по γ -лучам; введены новые полосы, построенные над двухквартичными состояниями ядра ^{186}Re ; впервые наблюдались эффекты корреляции ширин в нечетно-нечетных и N -нечетных ядрах-продуктах, качественно согласующихся с квазичастично-фононной моделью.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Практическое значение работы. Результаты диссертации можно использовать в спектроскопии нейтронных резонансов, в теоретических и экспериментальных работах по изучению свойств низколежащих уровней сложных ядер и механизма распада высоковозбужденных состояний ядер.

ОБЪЕМ И СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. В ней содержится 180 страниц машинописного текста, включая 16 таблиц, 15 рисунков и список литературы из III наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении определена цель работы, обоснован выбор ядер-мишеней и показана актуальность проблемы исследования.

В первой главе диссертации кратко излагаются основные идеи R -матричной теории ядерных реакций, вводится необходимый формализм для описания процесса радиационного захвата резонансных нейтронов ядрами. В отдельном параграфе излагаются статистические свойства нейтронных и радиационных ширин, формулируются основные предположения формальной теории флуктуаций и корреляций Портера-Кригера и проводится сводка основных ее результатов. Имеется специальный раздел, посвященный проблеме взаимной связи между гигантским дипольным электрическим резонансом в фотоядерных реакциях и высвечиванием γ -квантов в обратном процессе радиационного захвата нейтронов. Формулируются основные положения предельной статистической модели и указывается, что она будет служить в качестве рабочей ("нулевой") гипотезы при проверке справедливости квазичастично-фононной модели. Значительный вес в первой главе занимает изложение некоторых результатов квазичастично-фононной модели и ее экспериментальная проверка, которая проводилась в ЛНФ ОИЯИ.

Квазичастично-фононная модель Соловьева основана на общем полумикроскопическом подходе к описанию высоковозбужденных состояний и учитывает взаимодействие между квазичастицами и фононами. В этой модели используется операторная форма волновой функции высоковозбужденных состояний и, в отличие от других теорий, их свойства и различные каналы распада выражаются через коэффициенты волновых функций типа

b_{λ}^{μ} этих состояний. Аппарат модели Соловьева позволяет получить выражения для волновых функций, для приведенных нейтронных ширин и для матричных элементов переходов различных мультипольностей, а также соответствующие выражения для парциальной радиационной ширины. С точки зрения модели Соловьева корреляция ширин имеет место только тогда, когда основной вклад в обе величины нейтронной и радиационной ширины дают одни и те же компоненты b_{λ}^{μ} волновой функции высоковозбужденного состояния. Рассматриваются также благоприятные случаи корреляции ширин для изучаемых типов ядер в деформированной области.

Во второй главе описывается измерение реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ на резонансных нейтронах, приводится анализ полученных данных и обсуждаются его результаты.

Реакция $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ измерялась на импульсном быстром реакторе ИБР-30, работавшем в качестве бустера в сочетании с линейным ускорителем ЛУЭ-40 в ЛНФ ОИЯИ. Экспериментальные данные накапливались в двух независимых циклах измерений. В обоих циклах использовался образец весом 57,4 г из металлического рения, обогащенного до 93,6% по изотопу ^{185}Re . Энергия захваченных нейтронов измерялась методом времени пролета, а энергия γ -квантов определялась с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. В первом цикле измерений, в качестве регистрирующей системы служил специальный многомерный анализатор, а во втором цикле ЭВМ PDP-II/20 с интерфейсом PJ1. Экспериментальная информация записывалась на магнитные ленты и ее окончательная сортировка проводилась на ЭВМ БЭСМ-6 и ЕС1010. В результате этой сортировки для каждой серии измерений в отдельности были получены следующие спектры: интегральный временной спектр для выхода жестких γ -лучей; γ -спектры для набора 26 изолированных нейтронных резонансов ниже 110 эВ в двух диапазонах энергий γ -квантов:

$E_{\gamma} = 170 \div 350$ кэВ ("мягкая" часть γ -спектров) и $E_{\gamma} > 4300$ кэВ ("жесткая" часть γ -спектров). Типичные примеры γ -спектров жестких γ -лучей показаны на рис. I. В результате обработки γ -спектров на ЭВМ CDC-6500 была получена информация о 18 вторичных γ -переходах и 141 первичном E1- и M1-переходе, принадлежащем ядру-продукту ^{186}Re .

Известными методами, основанными на анализе интенсивностей "мягких" и "жестких" переходов в γ -спектрах, были однозначно определены спин и четность для 25 резонансов ядра ^{185}Re . Спин и четность $J^{\pi} = 2^{+}$ приписаны 11 следующим резонансам: 5,92; 12,87; 14,65; 21,3; 27,2; 36,6; 47,8; 50,4; 70,7; 74,7; и 106,9 эВ; а $J^{\pi} = 3^{+}$ - 14 резонансам: 2,156; 7,24; 11,88; 21,9; 26,6; 29,5; 32,6; 45,4; 51,5;

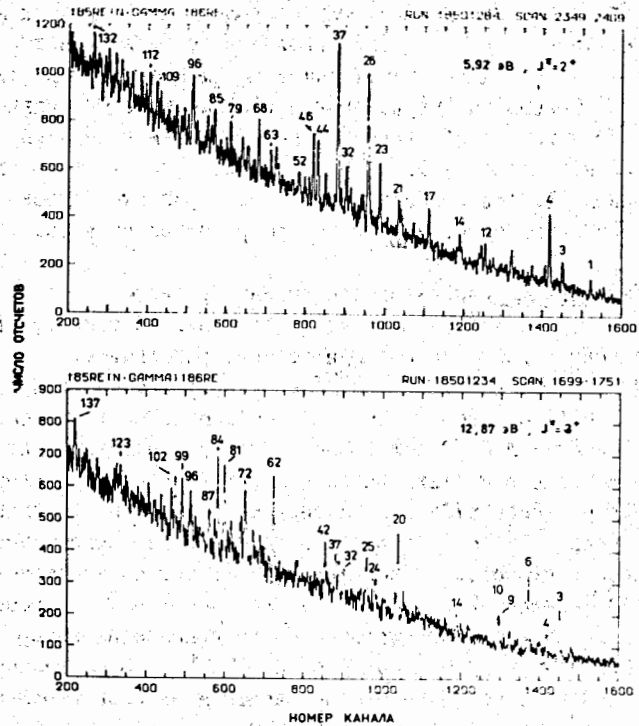


Рис. 1. Высокоэнергетические спектры γ -лучей из реакции $^{185}\text{Re} (n, \gamma) ^{186}\text{Re}$, соответствующие захвату нейтронов в двух изолированных резонансах. Указаны энергии и значения J^π -резонансов. Диапазон энергии γ -лучей с 4,3 по 6,2 МэВ.

55,1; 58,5; 63,0; 81,0; и 87,1 эВ. Резонанс около 41,6 эВ по данным настоящей работы является несомненным дублетом. Из 25 значений резонансов ^{185}Re 21 значение было получено впервые.

В диссертации анализировались спин и четность низколежащих уровней ядра ^{186}Re . При анализе четности применялись следующие основные предположения: во-первых, при фиксированном спине резонансов и фиксированном конечном уровне набор приведенных интенсивностей $I_{\lambda f}^{\circ}$, где λ - обозначает данный резонанс и f - конечный уровень, подчи-

няется распределению χ^2 с одной степенью свободы. Во-вторых, имеет место гипотеза Бринка и принцип детального равновесия. Экспериментальные значения интенсивностей $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$, полученные в результате усреднения по двум отдельным наборам резонансов с $J^\pi = 2^+$ и $J^\pi = 3^+$, сопоставлялись с соответствующими распределениями для величин $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$, ожидаемыми в рамках вышеописанных предположений. Анализировались возможности следующих значений J^π (для каждого из уровней f): 1^{\pm} ; 2^{\pm} ; 3^{\pm} ; 4^{\pm} . Распределение величины $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$ моделировалось методом Монте-Карло с корректным учетом экспериментальных ошибок. В некоторых случаях проводился аналогичный анализ экспериментальных значений $I_{\lambda f}^{\circ}$ в отдельных резонансах. С помощью описанного метода в ряде случаев удалось наложить существенные ограничения спина уровней и в большинстве случаев - однозначно определить их четность.

Набор значений $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_{\lambda}$ для γ -лучей E1-переходов представлен для двух отдельных групп резонансов на рис. 2. Интенсивности переходов на уровни, которые известны как дублетные, в этом рисунке не приведены.

На основании оценок чувствительности наших измерений можно утверждать, что с вероятностью $> 99\%$ в настоящей работе удалось зарегистрировать все изолированные по энергии уровни с $E_f \leq 700$ кэВ, для которых $J^\pi = 1^-$ или $J^\pi = 4^-$, а также все изолированные уровни с $E_f \leq 900$ кэВ, для которых $J^\pi = 2^-$ или $J^\pi = 3^-$. Анализ был проделан для всех I4I надежно установленного уровня ядра ^{186}Re . Если учитывать всю имеющуюся в литературе информацию об уровнях ^{186}Re , то из общего числа I4I уровня, анализируемого в настоящей работе, 74 уровня наблюдаются впервые.

В диссертации приведена дискуссия по многим уровням ядер ^{186}Re в области энергии возбуждения вплоть до 826 кэВ. Показано, что данные настоящей работы приводят к существенному сужению ранее известных возможных значений J^π или к их однозначному определению. Новые сведения об уровнях позволяют изучать структуру низколежащих уровней ^{186}Re . На рис. 3 схематически показана структура уровней ядра ^{186}Re с отрицательной четностью, приписанных вращательным полосам, построенным над двухквантовыми состояниями. Данные настоящей работы подтверждают правильность приписания для 7 известных полос (полосы без скобок на рис. 3), и во многих случаях являются дополнительными экспериментальными аргументами в пользу этих приписаний. Кроме того, на основании полученных данных и при учете систематических свойств протонных и нейтронных орбиталей в соседних нечетных ядрах удалось предположить три новые полосы ядра ^{186}Re : $(p400f + n503f)$ и $(p400f \pm n510f)$. Было показано, что в случае полосы

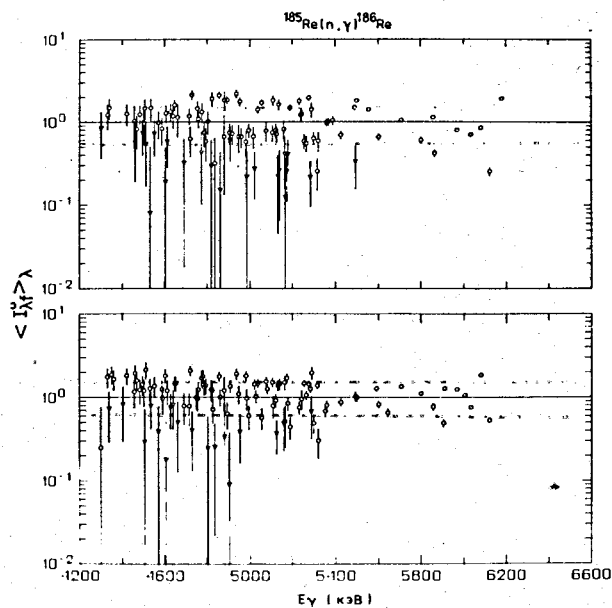


Рис. 2. Значения усредненных интенсивностей $\langle I_{\lambda f}^0 \rangle_{\lambda}$ и соответствующих энергий E_{γ} первичных переходов. В верхней части отображены значения $\langle I_{\lambda f}^0 \rangle_{\lambda}$, полученные с помощью усреднения по резонансам с $J^{\pi} = 2^+$, а в нижней части изображены аналогичные значения, усредненные по резонансам с $J^{\pi} = 3^+$. Точки в виде кружков соответствуют переходам на такие уровни, спин и четность которых принимают значения в пределах $J^{\pi} = 1^- \div 3^-$ (верхняя часть) и $J^{\pi} = 2^- \div 4^-$ (нижняя часть). Точки в виде треугольников соответствуют переходам на те уровни, о которых не известно, заселяются ли они $E1$ -переходами из резонансов с данным значением J^{π} . Горизонтальными прерывистыми линиями показаны стандартные коридоры остаточных флуктуаций Портера-Томаса.

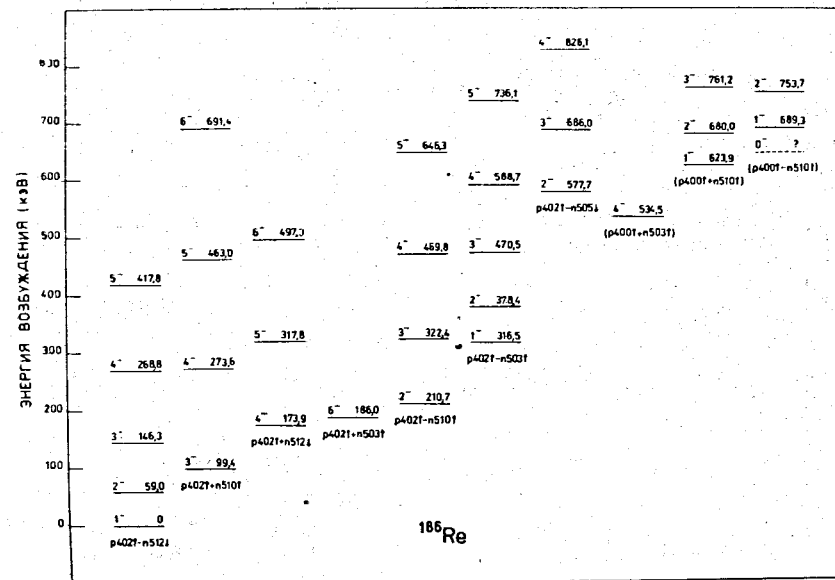


Рис. 3. Схема уровней ядра ^{186}Re , построенных над двухквартичными состояниями. Указаны энергии возбуждения и значения J^{π} уровней. Новые предполагаемые полосы даны в скобках.

($p400f + n503f$) по-видимому, имеет место сильное смешивание конфигураций, которое объясняет наблюдение нарушения F -запрета при распаде уровней данной полосы. В диссертации было показано, что из всех полос, представленных на рис. 3, следует считать подходящими кандидатами для наблюдения корреляции ширин лишь: (1) переходы из резонансов с $J^{\pi} = 2^+$ и $J^{\pi} = 3^+$ на уровни со структурой $p402f \pm n510f$; (2) переходы из резонансов с $J^{\pi} = 2^+$ на уровни со структурой $p402f - n512d$; (3) переходы из резонансов с $J^{\pi} = 3^+$ на уровни со структурой $p402f + n512d$.

Переходы из резонансов с $J^{\pi} = 2^+$ и $J^{\pi} = 3^+$ на уровни со структурой $p402f - n503f$ и $p402f - n505d$, а также переходы из резонансов с $J^{\pi} = 3^+$ на уровни со структурой $p402f - n512d$ будут в результате отбора по квантовому числу Ω некоррелированы. Что касается $E1$ -переходов на остальные уровни с известной двухквартичной структурой

Таблица I.

Результаты анализа корреляций между $\Gamma_{\lambda f}$ и $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ в реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$. В качестве исходных данных использованы интенсивности, нормированные на число зарегистрированных γ -квантов, принадлежащих большому набору EI-переходов.

№ набора	Набор конечных уровней а)	Число ширин	$R_{\text{эксп}}$	$P(R < R_{\text{эксп}})$ %	ρ
I	$p402\uparrow + n510\uparrow$	10 ^{У)}	0,554	92,2	0,766 $\begin{matrix} +0,085 \\ -0,402 \end{matrix}$
2	$p402\uparrow + n510\uparrow$	28 ^{В)}	0,483	98,1	0,547 $\begin{matrix} +0,147 \\ -0,237 \end{matrix}$
3	$p402\uparrow + n510\uparrow$	38	0,502	99,7	-0,625 $\begin{matrix} +0,117 \\ -0,185 \end{matrix}$
4	$p402\uparrow - n510\uparrow$	48	0,054	68,9	0,370
5	$p402\uparrow + n512\downarrow$	14 ^{В)}	-0,194	28,5	0,125
6	$p402\uparrow - n512\downarrow$	30 ^{В)}	0,075	65,2	0,450
7	$p402\uparrow - n512\downarrow$	72	0,074	72,2	0,332
8	$p402\uparrow - n512\downarrow$	42 ^{В)}	0,073	70,5	0,410
9	$p402\uparrow - n503\uparrow$	48	-0,039	42,0	0,215
10	$p402\uparrow - n505\downarrow$	62	-0,099	25,0	0,045
II	г)	306	0,023	62,5	0,227 $\begin{matrix} +0,123 \\ -0,132 \end{matrix}$

а) указана их структура;

б) включены ширин только для резонансов с $J^{\pi} = 2^{+}$;

в) включены ширин только для резонансов с $J^{\pi} = 3^{+}$;

г) уровни, соответствующие наборам № 3 ÷ 5 и № 7 ÷ 9 этой таблицы.

рой (см. рис. 3), то они также будут некоррелированы, так как структура этих уровней описывается конфигурациями (r_f, s_f) , в которых протонная квазичастица находится в состояниях r_f ; отличающихся от состояния $r^{\circ} \equiv p402\uparrow$ ядра-мишени ^{185}Re (s_f - здесь обозначает состояние нейтронной квазичастицы). Однако, если допустить, что квантовое число K не является хорошим квантовым числом для описания резонансного состояния, то согласно квазичастично-фононной модели дополнительными кандидатами для наблюдения корреляции являются переходы из резонансов с $J^{\pi} = 3^{+}$ на уровни со структурой $p402\uparrow - n512\downarrow$.

Детально обсуждается вопрос о правильном выборе способа нормировки интенсивностей и с использованием описанных в диссертации модифицированных интенсивностей $I_{\lambda f}^{\circ}$, проводится анализ корреляции между парциальными радиационными ширинами $\Gamma_{\lambda f}$ и приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{\lambda n}$ для ряда наборов уровней f ядра ^{186}Re . Результаты представлены в табл. I, где приведены для отдельных наборов экспериментальные значения коэффициентов корреляции ширин, обозначенные как $R_{\text{эксп}}$, значения статистической достоверности $P(R < R_{\text{эксп}})$, а также наилучшие оценки и достоверные интервалы истинной корреляции. Усредненный коэффициент корреляции R обычно определяется как:

$$R = \langle \rho \rangle_f, \quad (I)$$

где $\rho(\Gamma_{\lambda n}^{\circ}, \Gamma_{\lambda f})$ является линейным коэффициентом корреляции между приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ и радиационными ширинами $\Gamma_{\lambda f}$ при фиксированном f .

Наиболее достоверным случаем, который позволяет отбросить гипотезу некоррелированных ширин, является набор № 3 (см. табл. I), включающий уровни со структурой $p402\uparrow + n510\uparrow$. Для этого набора показано на рис. 4 сопоставление значения $R_{\text{эксп}}$ с распределением величины R , полученным методом Монте-Карло.

Согласно сформулированным выше предсказаниям, корреляцию между $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ и $\Gamma_{\lambda f}$ следует ожидать для наборов № 3 ÷ 6 табл. I, и в то же время эта корреляция должна отсутствовать для наборов № 8 ÷ 10. В случае несохранения квантового числа K корреляцию следует ожидать для наборов № 3 ÷ 5 и № 7 табл. I и в то же время она должна отсутствовать для наборов № 9 и 10. Из сопоставления экспериментальных результатов с указанными предсказаниями можно получить следующие заключения: (1) для наборов № 8 ÷ 10 полученные в табл. I результаты действительно полностью совместимы с предсказанием о нулевой истинной корреляции; (2) среди наборов № 3 ÷ 6 или наборов № 3 ÷ 5 и № 7 лишь для набора № 3, соответствующего переходам на уровни со структурой $p402\uparrow + n510\uparrow$, наблюдается статистически достоверная корреляция, а для оставшихся наборов полученные оценки позволяют заключить, что параметр ρ может достигать в этих случаях значения $\rho \approx 0,1 \div 0,4$. Полученные результаты позволяют утверждать, что среди наборов № 3 ÷ 6 имеется с достоверностью $> 99\%$ хотя бы один набор, для которого $\rho > 0$.

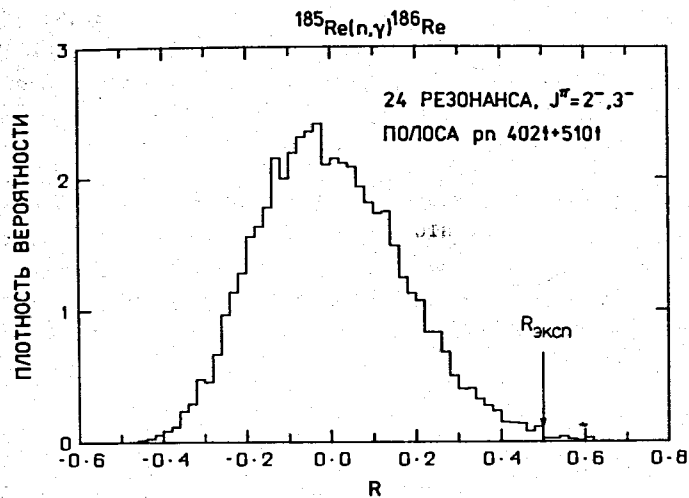


Рис. 4. Сопоставление распределения R с экспериментальным значением $R_{\text{эксп}}$ для переходов на уровни полосы $p402f + n510f$.

На основании всех изложенных выше аргументов можно утверждать, что в рамках точности нашего эксперимента качественные предсказания квазичастично-фононной модели Соловьева относительно корреляции ширины в реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ выполняются.

В третьей главе описан эксперимент по изучению реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ на резонансных нейтронах, проведен анализ полученных данных и обсуждены его результаты.

Экспериментальная установка, регистрирующая система, методы накопления и сортировки информации в измерении реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ аналогичны второму циклу измерения реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$, которые кратко описаны во второй главе.

В эксперименте используется образец весом 29,7 г из окиси Gd_2O_3 , обогащенной до 55% по изотопу ^{154}Gd . Из-за слабого обогащения изучаемого изотопа спектр нейтронов по времени пролета весьма сложен. Для идентификации нейтронных резонансов изотопа ^{154}Gd был специально разработан метод [3], который с помощью относительно простой процедуры позволяет получать зависимость от времени пролета выхода γ -лучей, соответствующих определенной линии в γ -спектре с полной

дискриминацией всех остальных γ -лучей, в том числе и γ -лучей, проявляющихся в спектре как комптоновская подложка. Если при этом выбрать линию изучаемого изотопа, то в полученной временной зависимости практически исключается влияние других изотопов. Достоинство указанного метода проиллюстрировано на рис. 5, где нижняя часть (рис. 5а) изображает спектр, измеренный по времени пролета нейтронов для выхода γ -квантов дискретной энергии, принадлежащих реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$, а верхняя часть (рис. 5б) представляет интегральный спектр для выхода жестких γ -квантов. С помощью описанного метода и в результате сортировки были получены γ -спектры для 15 изолированных резонансов ядра ^{154}Gd с энергией II, 58; 22,33; 47,07; 49,50; 65,06; 76,12; 100,7; 105,6; 124,0; 139,2; 148,4; 164,5; 170,4; 211,0 и 224,0 эВ.

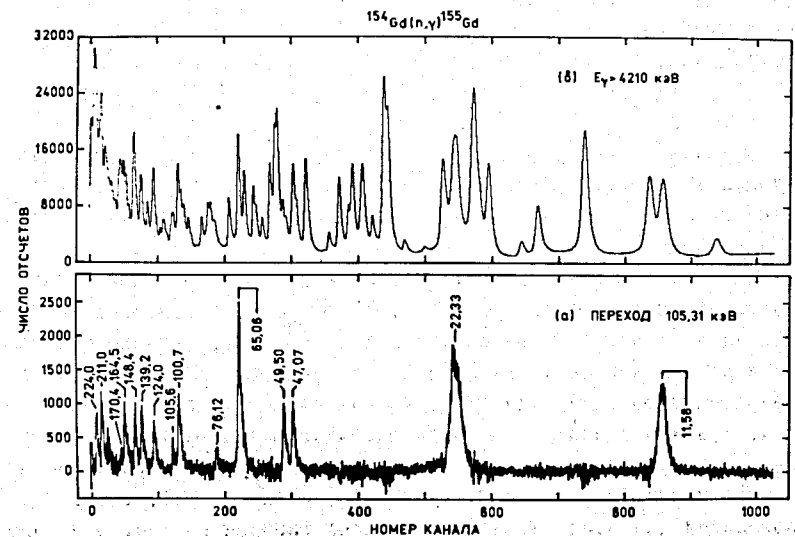


Рис. 5. а) спектр, измеренный по времени пролета нейтронов для выхода γ -квантов дискретной энергии, принадлежащих реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$; над резонансами ^{154}Gd показаны их соответствующие энергии в эВ; б) интегральный спектр для выхода жестких γ -квантов, ширина канала - 1 мкс.

Таблица 2.

В реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ при анализе мягкой части γ -спектров было найдено 38 вторичных переходов, а в жесткой части был идентифицирован набор, состоящий из 34 переходов на уровни с $E_f < 2079,6$ кэВ. Из них 21 уровень с $J = 1/2, 3/2$ был обнаружен впервые.

В данной работе определена четность низколежащих уровней ядра ^{155}Gd на основании статистического анализа усредненных интенсивностей и интенсивности из отдельных резонансов, соответствующих первичным переходам. Основные особенности метода анализа четностей аналогичны использованному в случае реакции $^{185}\text{Re} (n, \gamma) ^{186}\text{Re}$, и кратко описаны во второй главе. С помощью данного метода в ряде случаев были получены однозначные значения четности.

Из анализа интенсивностей мягких переходов получены отношения ветвления интенсивностей для распада ряда уровней, удовлетворительно согласующиеся с результатами по распаду ^{155}Tb . Однако существуют некоторые разногласия для распада уровней 266,62 и 427,21 кэВ. Эти расхождения, по-видимому, связаны с более сложной схемой распада ^{155}Gd , чем та, которая получена из существующих экспериментальных данных.

В реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ усредненный коэффициент корреляции R (см. выражение (1)) вычислялся для набора II резонансов с энергией ниже 150 эВ и для 7 различных наборов конечных уровней. Экспериментальные значения коэффициента корреляции $R_{\text{экс}}$ для отдельных наборов даны в табл. 2. В этой таблице приведены значения статистической достоверности $P(0; R < R_{\text{экс}})$, в рамках которой можно отклонить гипотезу нулевой истинной корреляции; приведены также несмещенные оценки значения истинной корреляции ρ вместе с границами доверительного интервала ρ . Из результатов, представленных в табл. 2, можно сделать с высокой достоверностью заключение о существовании корреляции между ширинами $\Gamma_{\lambda n}$ и $\Gamma_{\lambda \gamma}$ для переходов на уровни со структурой "квазичастица + фонон" (см. набор № 6, табл. 2). Эффект корреляции для этих переходов проиллюстрирован на рис. 6 в виде зависимости их усредненной интенсивности $\langle I_{\lambda \gamma} \rangle$ от нейтронной ширины $\Gamma_{\lambda n}$. Когда отсутствует корреляция, ордината любой экспериментальной точки должна со стандартной вероятностью 68,27% принимать случайное, независимое от $\Gamma_{\lambda n}$ значение в пределах, представленных на рис. 6 пунктирными линиями. Однако большинство экспериментальных точек расположено в области, обозначенной заштрихованной полосой. Эта область соответствует стандартным флуктуациям величины $\langle I_{\lambda \gamma} \rangle$ в условиях, когда существует корреляция.

Исходя из результатов оценки ρ в табл. 2, можно было бы заключить, что истинное значение ρ , принадлежащее переходам на вибра-

Результаты анализа корреляций ширин в реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ для набора II резонансов в энергетическом интервале II \div 150 эВ.

№ набора	Набор конечных уровней а)	Число ширин	$R_{\text{экс}}$	$P(0; R < R_{\text{экс}})$ %	$\rho^b)$
1	n52I ↑	II	0,086	68	0,482
2	(n532 ↓)	II	-0,290	19	0,050
3	{ n52I ↑ (n532 ↓) }	22	-0,102	33	0,181
4	{ n52I ↑ ,0 ⁺ }	II	0,635	96,2	0,596 ^{+0,189} -0,287
5	{ n52I ↑ ,2 ⁺ }	22	0,664	99,80	0,658 ^{+0,122} -0,189
6	{ { n52I ↑ ,0 ⁺ } { n52I ↑ ,2 ⁺ } }	33	0,654	99,96	0,660 ^{+0,102} -0,150
7	г)	34I	0,117	97,6	0,143 ^{+0,068} -0,072

- а) указана их структура;
 б) приведенные отклонения и верхние границы соответствуют границам доверительного интервала параметра ρ в рамках стандартной доверительной вероятности 68,27%;
 г) все наблюдаемые уровни с $J = 1/2, 3/2$, кроме тех, для которых определено $\pi = +1$.

ционные уровни, больше истинного значения для переходов на одноквазичастиные уровни, т.е. $\rho_{\text{vibr}} > \rho_{\text{qp}}$. Это заключение, на первый взгляд, явно противоречит качественному выводу модели Соловьева. Из более подробного анализа вопроса о взаимном отношении истинных значений ρ_{vibr} и ρ_{qp} , в диссертации удалось показать, что данные настоящей работы по корреляции ширин в реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ не противоречат взаимному отношению между истинными значениями $\rho_{\text{vibr}} \leq \rho_{\text{qp}}$, ожидаемому на основании модели Соловьева. Обычно предполагается, что гигантский дипольный электрический

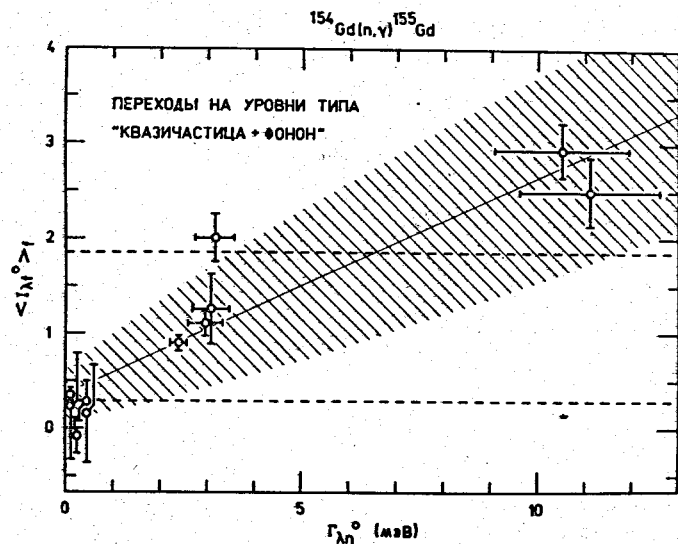


Рис. 6. Зависимость усредненной приведенной интенсивности $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_f$ от $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$. Усреднение проводилось по набору переходов на уровни 559,5; 592,7 и 615,4 кэВ. Заштрихованная полоса соответствует области стандартных флуктуаций величины $\langle I_{\lambda f}^{\circ} \rangle_f$ в условиях, когда истинное значение ρ не зависит от f и равно наилучшей оценке 0,66.

резонанс (ГДЭР) описывает количественно только средние значения некоррелированных частей парциальных радиационных ширин. Если такое предположение о случайном характере фрагментации ГДЭР правильно, то среднее значение коррелированных приведенных интенсивностей будет выше, чем среднее значение некоррелированных приведенных интенсивностей. В случае реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ результаты анализа противоречат этому выводу и тем самым позволяют исключить предположение о строго случайном характере фрагментации ГДЭР.

Заключение. На основании полученных результатов в диссертации приведены следующие итоги:

1. Однозначно определен спин для 25 нейтронных резонансов ядра-

мишени ^{185}Re , причем значения спина для 21 резонанса получены впервые. С достаточной достоверностью установлен дублетный характер резонанса в районе энергии 41,6 эВ.

2. Идентифицирован набор из 141 первичного γ -перехода, принадлежащего реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$. Определены энергии, на которые идут эти переходы. Получены значения приведенных интенсивностей для первичных переходов, идущих на низколежащие уровни ядра ^{186}Re . Из общего числа 141 уровня 74 наблюдаены впервые.

3. В реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ был получен набор из 34 переходов на уровни с $E_f < 2079,6$ кэВ, больше половины указанных уровней с $J = 1/2; 3/2$ были обнаружены впервые.

4. Предложен метод определения четности низколежащих уровней ядер-продуктов, основанный на статистическом анализе усредненных интенсивностей и интенсивности из отдельных резонансов соответствующих переходов. В результате была получена существенно новая информация для четности уровней изучаемых ядер ^{186}Re и ^{155}Gd .

5. При изучении структуры низколежащих уровней ядер ^{186}Re удалось ввести следующие новые полосы, построенные над двухквантичными состояниями: $(p400f + n503f)$ и $(p400f \pm n510f)$.

6. Осуществлена статистическая проверка квазичастично-фононной модели для обеих реакций $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ и $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$. В реакции с ^{185}Re для набора переходов, идущих на уровни со структурой $p402f + n510f$, был найден экспериментальный коэффициент корреляции ширин $R_{\text{экс}} = 0,502$ со статистической достоверностью существования корреляции 99,7%. В реакции с ^{154}Gd , для набора переходов, идущих на уровни со структурой "квазичастица + фонон", было получено

$R_{\text{экс}} = 0,654$ с достоверностью эффекта существования корреляции, равной 99,96%. Детальный анализ эффектов корреляции ширин позволяет заключить, что данные по корреляции, полученные в диссертационной работе, подтверждают выводы квазичастично-фононной модели Соловьева.

7. Было обнаружено, что приведенные интенсивности коррелированных переходов не усилены по сравнению с некоррелированными переходами в той количественной мере, как это следовало бы ожидать на основании обычно принимаемых представлений о способе фрагментации гигантского дипольного электрического резонанса. В случае реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$ статистическая достоверность этого утверждения равна 99,4%.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах [1,5] и доложены на 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев-1980) [2,3,4].

Работы, положенные в основу диссертации

1. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Стадников Т., Тележников С.А. Экспериментальная проверка квазичастично-фононной модели в реакции радиационного захвата нейтронов деформированными ядрами. - ОИЯИ, БИ-3-80-285, Дубна, 1980; ЯФ, 1981, 33, с.3-13.
2. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Стадников Т., Тележников С.А. Изучение уровней ядра ^{186}Re с помощью реакции $^{185}\text{Re} (n, \gamma) ^{186}\text{Re}$ на изолированных резонансах. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г., ЦНИИатоминформ, М., 1980, ч.2, с.224-228.
3. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Поспишил С., Тележников С.А. Изотопическая идентификация нейтронных резонансов по γ -лучам. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г., М., ЦНИИатоминформ, М., 1980, ч.2, с.214-216.
4. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Тележников С.А. Изучение реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ на изолированных резонансах. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980г., ЦНИИатоминформ, М., 1980, ч.2, с.219-223.
5. Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Нгуен Данг Нюан, Тележников С.А. Изучение реакции $^{154}\text{Gd} (n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$ в изолированных резонансах. - Препринт ОИЯИ, Р3-80-864, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1981 года.