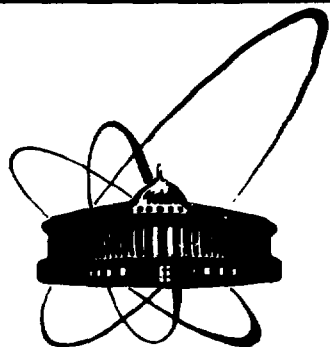


211030 1625



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P3-92-245

Э.В.Васильева, А.В.Войнов, В.Д.Кулик,
Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров,
Ю.В.Хольнов, В.Н.Шилин

**МЕТОДИКА АНАЛИЗА
НЕСТАТИСТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ
РАДИАЦИОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ
ПРИ ЗАХВАТЕ
ТЕПЛОВЫХ И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

1. Введение

Изучение [1] каскадов из двух γ -переходов из компаунд-состояния сложного (в первую очередь, тяжелого деформированного) ядра позволило получить детальную информацию [2] об этом процессе в диапазоне возбуждения, практически равном энергии связи нейтрона. Новые возможности привели к существенно новым результатам. И основной вывод вполне однозначен: радиационные ширины двух последовательно испущенных переходов зависят от структуры исходного [3], промежуточного [4] и конечного уровней [5], возбуждаемых каскадом. Не вызывает сомнения и тот факт, что эта зависимость не является глобальной и одинаковой для всех возможных первичных и вторичных γ -переходов. Анализ связи интенсивности каскадов с приведенными нейтронными ширинами Γ_n^0 компаунд-состояний [3] приводит к заключению (хотя, скорее, качественному, чем количественному), что корреляция радиационных ширин $\Gamma_{\lambda t}$ первичных переходов и Γ_n^0 для четно-нечетных составных ядер области 4s-максимума нейтронной силовой функции наблюдается для такой части переходов, суммарная интенсивность которых определяет приблизительно половину полной радиационной ширины компаунд-состояния Γ_γ . Этот вывод не противоречит общепринятому предположению о применимости статистической теории γ -распада к полному набору парциальных ширин первичных переходов радиационного захвата нейтронов, поскольку явные отклонения от ее предсказаний наблюдаются только для части изучаемых величин. В полном статистическом ансамбле, вероятно, происходит не только и не столько усреднение подобных зависимостей [3], но, скорее, их компенсация за счет того, что матричные элементы γ -переходов (см., например, [4]) зависят от различных компонент волновых функций связываемых γ -переходом состояний. Так, положительная корреляция интенсивности каскадов (т.е. суммы парциальных ширин части первичных переходов) и Γ_n^0 компаунд-состояния [3] приводит к росту интенсивности тех каскадов в четно-нечетных ядрах, которые связывают состояния с большой (относительно) сдноквазичастичной компонентой волновой функции

распадающегося и возбуждаемого уровня. Если же ширина Γ_n^0 компаунд-состояния мала (мал вес одноквазичастичной компоненты в структуре нейтронного резонанса [6]), то из факта практического постоянства Γ_γ для резонансов с очень отличающимися значениями Γ_n^0 , вероятно, следует, что достаточно интенсивные каскады идут между уровнями, в структуре волновой функции которых (и соответственно, в величине матричного элемента перехода) играют заметную роль более сложные компоненты. Обычный статистический подход к анализу экспериментальных данных эти тонкости не учитывает.

Из этого качественного заключения, основанного как на экспериментальных данных [3], так и на теоретическом анализе [6] следует существенное заключение: для выявления факторов, определяющих процесс γ -распада, необходимы более детальное и конкретное изучение и анализ экспериментальных данных, нежели предполагают статистическая теория γ -распада и методики, ее реализующие.

При детальном анализе процесса γ -распада прежде всего требуется отказаться от усреднения радиационных ширин по любым возбуждаемым уровням и попытаться найти зависимость этих ширин от структуры конечного уровня. Факт наличия такой зависимости от структуры конечного уровня каскада достаточно ясно продемонстрирован для четно-нечетных состояний ядер области 4s-резонанса нейтронной силовой функции [2]. А именно: интенсивность каскадов на конечные одноквазичастичные уровни (основная компонента волновой функции которых – одночастичные нейтронные состояния [521]↑ или [510]↓), усредненная по всем промежуточным уровням в диапазоне энергии связи нейтрона, превышает предсказываемую по статистической теории γ -распада минимум в 2 раза. Подобное усиление не наблюдается для других конечных уровней каскадов (обычно с более сложной многокомпонентной волновой функцией). Изучение закономерностей фрагментации силы простых состояний по ряду высоколежащих уровней ядра [7] показывают, что подобное усиление парциальных ширин переходов должно наблюдаться (и наблюдается [4]) при сравнительно больших энергиях возбуждения ядра, например, 2 – 3 МэВ.

Локальное усиление интенсивности каскадов при различных энергиях возбуждения, как следует, например, из квазичастично-фононной модели ядра, может наблюдаться для фрагментации не только одноквазичастичных, но и двухквазичастичных состояний. Иллюстрацией этого представления служит рис.1, где приведены наблюдаемые в эксперименте интенсивности наиболее сильных каскадов, связывающих компаунд-состояние $^{174}\text{U}^b$ и первый его возбужденный уровень.

Здесь можно выделить по крайней мере пять групп каскадов, промежуточные уровни которых сконцентрированы в узком интервале энергий возбуждений, а группы отстают друг от друга на приблизительно одинаковое расстояние $\Delta E \approx 500$ кэВ. Разумеется, подобная картина могла реализоваться

а) либо случайно;

б) либо из-за зависимости интенсивности каскада $i_{\gamma\gamma} = (\Gamma_{\lambda t} / \Gamma_{\lambda}) (\Gamma_{t f} / \Gamma_t)$ не только от парциальной ширины $\Gamma_{\lambda t}$ первичного перехода, но и от ширины $\Gamma_{t f}$ - вторичного.

Перечисленное выше обуславливает задачу дальнейшего анализа экспериментальных данных для выявления как неслучайных отклонений парциальных ширин от монотонной статистической зависимости, так и факторов, такую зависимость определяющих.

Изучение зависимости интенсивности каскадов от различных факторов в четно-нечетных составных ядрах [2-4] прямо указывает на важную роль влияния структуры достаточно высоколежащих состояний на интенсивность каскада, и, в частности, на парциальную ширину $\Gamma_{\lambda t}$ его первичного перехода. Близкие значения полных радиационных ширин нейтронных резонансов в ядрах с различным числом нейтронов свидетельствуют о наличии общих закономерностей, определяющих γ -распад как четно-нечетных, так и, например, четно-четных ядер. Это и поставило перед нами задачу поиска связи парциальной радиационной ширины перехода и структуры возбуждаемого им уровня также и для четно-четных составных ядер.

Прямое экспериментальное изучение [1,2] основной массы

интенсивности (например, 80-90 % от суммы $\Gamma_{\gamma} = \sum_i \Gamma_{\lambda i}$) возможно и в четно-четных деформированных ядрах. Но, как показывает опыт наших исследований, для этого требуются мультidetекторные системы с относительной эффективностью Ge(Li) - детекторов до 50% вместо используемых нами десятипроцентных.

"Структурный" эффект большого масштаба наблюдается не только в ^{174}Yb (см. рис.1), но и в каскадном γ -распаде ^{158}Gd [8]. В последнем случае каскады с первичными переходами в интервале их энергий 2-3 МэВ усилены относительно расчета по общепринятым модельным представлениям в среднем в 5-6 раз.

К сожалению, перечисленные выше эксперименты выполнены только при захвате тепловых нейтронов (каскадный γ -распад нейтронных резонансов до сих пор не изучается).

Было бы целесообразно сопоставить между собой интенсивности первичных γ -переходов, соответствующие возбуждению различных компаунд-состояний. Для этого ниже анализируются экспериментальные данные по первичным переходам в ядрах ^{174}Yb , ^{168}Er , ^{178}Hf при захвате тепловых нейтронов и нейтронов с энергией $E_n = 2$ кэВ [9-12]. Эти ядра выбраны постольку, поскольку они находятся в области 4s-максимума нейтронной силовой функции и хорошо исследованы с помощью (n, γ) -реакции, а анализ как первичных [13-14], так и каскадных [5,15] γ -переходов указывает на нестатистическое поведение первичных переходов в этих ядрах.

В данной работе демонстрируется следующее: во-первых, распределение интенсивностей γ -переходов, усредненных по интервалу 100 кэВ, как для тепловых, так и для резонансных нейтронов имеет четко выраженную структуру, во-вторых, имеет место достаточно хорошая корреляция положения максимумов этих структур (рис. 2-4). Неслучайный характер такой структуры можно попытаться доказать с помощью анализа корреляции интенсивностей первичных переходов при захвате тепловых нейтронов и нейтронов с усреднением по резонансам со средней энергией $E_n = 2$ кэВ. Наличие положительной корреляции в этом случае будет свидетельствовать о присутствии нестатистических механизмов, ответственных за возникновение подобных структур.

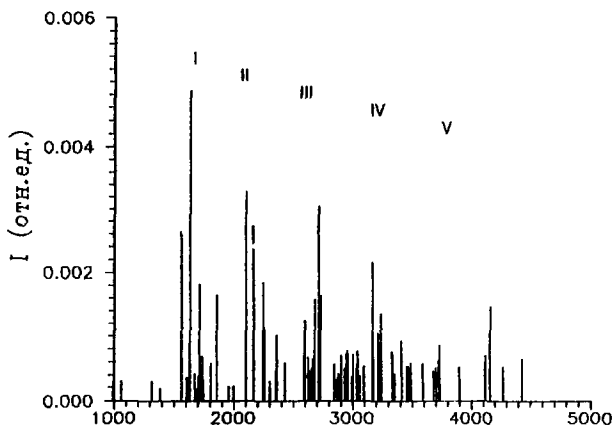


Рис. 1. Распределение экспериментальных интенсивностей двух квантовых γ -каскадов, заселяющих первое возбужденное состояние ядра ^{174}U , для различной энергии E возбуждения. Вероятные группы усиленных каскадов помечены римскими цифрами

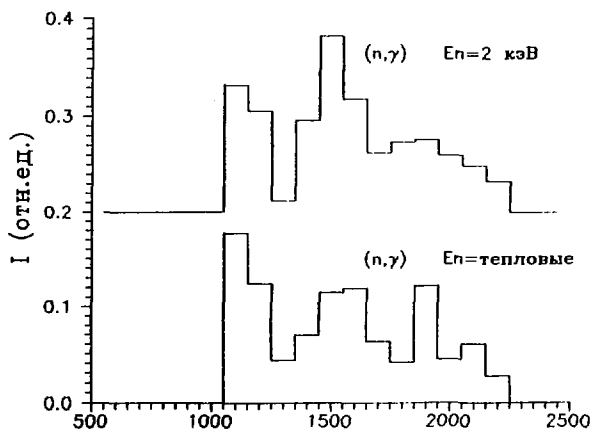


Рис. 2. Распределение усредненной по интервалу 100 кэВ наблюдаемой интенсивности первичных переходов для ядра ^{168}Er

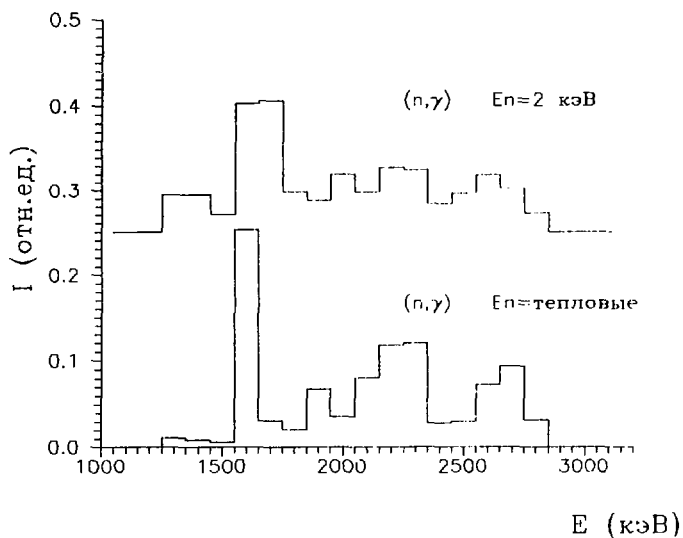


Рис. 3 То же самое, как на рис. 2, для ^{174}Yb

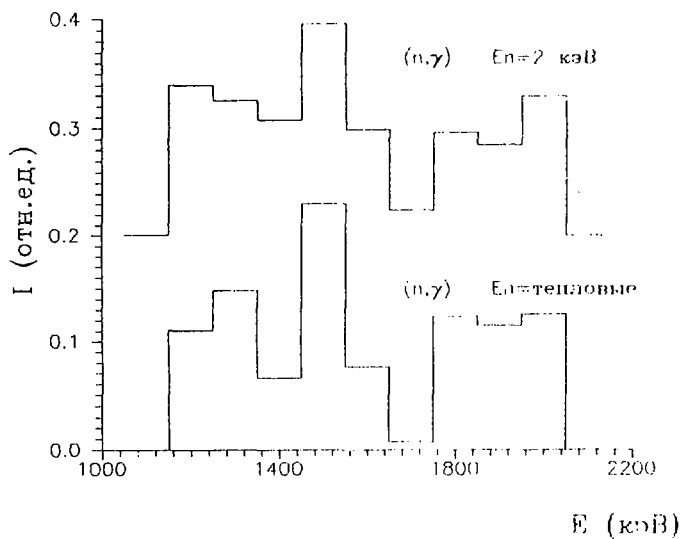


Рис. 4 То же самое, как на рис. 2, для ^{178}Hf

2. Методика анализа корреляций интенсивностей первичных

γ -переходов

Обозначим $I_{\text{теп},i}^{\text{ЭКС}}$, $i=1 \dots N_{\text{теп}}^{\text{ЭКС}}$ - экспериментальный набор интенсивностей первичных γ -переходов для случая теплового захвата нейтронов, $E_{\text{теп},i}^{\text{ЭКС}}$ - соответствующие энергии уровней ядра, заселяемые этими переходами, $N_{\text{теп}}^{\text{ЭКС}}$ - количество идентифицированных в эксперименте переходов. Соответственно для энергии нейтронов $E_n=2$ кэВ набор первичных переходов будет характеризоваться параметрами - $I_{\text{рез},j}^{\text{ЭКС}}$, $E_{\text{рез},j}^{\text{ЭКС}}$, $N_{\text{рез},j}^{\text{ЭКС}}$. Далее, для вычисления экспериментального значения коэффициента корреляции $R^{\text{ЭКС}}$ отбирались $N^{\text{ЭКС}}$ переходов, заселяющих одни и те же уровни ядра.

Объем экспериментальных выборок и "вес" данных при изучении захвата тепловых и резонансных нейтронов не может быть одинаков:

а) из-за сильных портер-томазовских флуктуаций интенсивностей первичных переходов, характерных для захвата тепловых нейтронов;

б) из-за возможности заселения конечных состояний дипольными переходами при захвате нейтронов с энергиями $E_n=2$ кэВ как из одной, так и из двух групп резонансов со спинами $J+1/2$ и $J-1/2$ в зависимости от спина возбуждаемого уровня;

в) из-за случайной смеси спиновых каналов в компаунд-состоянии, возбуждаемом при захвате тепловых нейтронов в заданном ядре-мишени.

Поэтому интервал возбуждаемых состояний, включенный в анализ, ограничивается объемом "минимальной" выборки. Другими словами, экспериментальные данные, полученные, например (рис.2), при захвате тепловых нейтронов для возбужденных состояний $E>2.25$ МэВ, не включались в анализ. Около 5% от оставшихся переходов также были исключены из рассмотрения, так как они имели малую интенсивность в одном из наборов данных и отсутствовали в другом. Не исключено, что они могут соответствовать фоновым γ -переходам, либо переходам мультипольности E2. Существенно, что при захвате нейтронов с

энергией 2 кэВ состояния со спином $J \pm 1/2$ заселяются в среднем в два раза более часто, чем состояния со спином $J \pm 3/2$. Отсутствие детальной и надежной информации о спинах и четностях низколежащих уровней требует, чтобы корреляционный анализ был выполнен по методике, учитывающей эти проблемы.

Обычно [13,14] корреляционный анализ выполняется в предположении, что энергетическая зависимость анализируемых величин известна из каких-либо данных и может быть устранена их соответствующей перенормировкой. Более общий способ анализа – это статистический анализ временных рядов [16]. Применяя этот способ к рассматриваемому нами случаю, отметим, что корреляция между двумя случайными функциями (в данном случае – $I_{\text{теп},1}^{\text{ЭКС}}(E_1^{\text{ЭКС}})$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{ЭКС}}(E_j^{\text{ЭКС}})$) может быть обусловлена: во-первых, трендовыми (плавными) компонентами функций, во-вторых, остаточными флуктуациями значений этих функций около тренда. Нас далее будет интересовать корреляция, связанная с остаточными колебаниями $I_{\text{теп},1}^{\text{ЭКС}}$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{ЭКС}}$ около тренда, т.к. именно эти колебания обуславливают возникновение структуры в экспериментальных зависимостях интенсивностей первичных переходов. С физической точки зрения под трендовыми компонентами будем понимать компоненты, связанные с энергетической зависимостью парциальных ширин переходов, плюс компоненты, возникающие вследствие пропуска слабых переходов из-за фоновых условий эксперимента. Последнее обстоятельство приводит к увеличению средних интенсивностей идентифицируемых в эксперименте переходов. Флуктуационная часть будет содержать случайную компоненту, определяемую портер-томасовскими флуктуациями приведенных ширин первичных переходов, и детерминированную компоненту, возникающую вследствие присутствия переходов с разными мультипольностями, а также вследствие неодинакового вклада в полную радиационную ширину резонансов с разными спинами для чётно-чётных ядер при захвате тепловых нейтронов. Вклад резонансов с $J+1/2$ в сечение захвата тепловых нейтронов изменяется от 67% для ^{168}Er до 40% в ^{178}Hf , и, нужно отметить, в первом приближении соответствует вкладу резонансов с $J+1/2$ в полное сечение захвата нейтронов с

энергией 2 кэВ. Во флуктуационную часть будет также входить и предполагаемая детерминированная компонента, связанная с влиянием структуры отдельных уровней на приведенные ширины первичных переходов.

Из данных рис.2-4 видно, что трендовую компоненту в экспериментальных наборах $I_1(E_1)_{\text{теп}}^{\text{экс}}$ и $I_j(E_j)_{\text{рез}}^{\text{экс}}$ можно в первом приближении описать полиномом 2-й степени. Тогда коэффициент корреляции определим в виде:

$$R^{\text{экс}} = \text{corr}(\tilde{I}_{\text{теп},1}^{\text{экс}}, \tilde{I}_{\text{рез},j}^{\text{экс}}), \quad (1)$$

где

$$\tilde{I}_{\text{теп},1}^{\text{экс}} = I_{\text{теп},1}^{\text{экс}} - (A_1 + B_1 E_{\text{теп},1}^{\text{экс}} + C_1 (E_{\text{теп},1}^{\text{экс}})^2),$$

$$\tilde{I}_{\text{рез},j}^{\text{экс}} = I_{\text{рез},j}^{\text{экс}} - (A_2 + B_2 E_{\text{рез},j}^{\text{экс}} + C_2 (E_{\text{рез},j}^{\text{экс}})^2),$$

$A_1, B_1, C_1, A_2, B_2, C_2$ - коэффициенты полинома 2-й степени, проведенного методом наименьших квадратов по соответствующим экспериментальным функциям $I_1(E_1)_{\text{теп}}^{\text{экс}}$ и $I_j(E_j)_{\text{рез}}^{\text{экс}}$.

Для определения статистической достоверности $R^{\text{экс}}$ использовался метод статистических испытаний, с помощью которого генерировались соответствующие случайные наборы интенсивностей $I_{\text{теп},1}^{\text{сл}}$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{сл}}$ с последующим вычислением случайного значения коэффициента корреляции $R^{\text{сл}}$ по описанной выше схеме.

Механизм генерации случайных наборов интенсивностей зависел от того, насколько полно известны спины и четности заселяемых уровней в случае захвата тепловых и резонансных нейтронов. В зависимости от этого использовались различные методики получения случайных наборов интенсивностей первичных переходов.

а) Случай полной информации о спинах и четностях заселяемых уровней (методика 1).

В этом случае наборы интенсивностей генерировались для фиксированных значений энергий уровней $E_1^{\text{экс}}$ с известными значениями J^π . Случайное значение интенсивности для каждого перехода рассчитывалось по формуле:

$$I_i^{сл} = \bar{I}_i(E_i^{экс}, J^п) r_i, \quad i=1..N^{экс}, \quad (2)$$

где r_i - случайная величина, подчиненная распределению Портера-Томаса с 1-й степенью свободы для захвата тепловых нейтронов и с ν степенями свободы при моделировании интенсивностей γ -переходов, усредненных по ν резонансам для случая захвата нейтронов с энергией $E_n = 2$ кэВ, $\bar{I}_i(E_i^{экс}, J^п)$ - среднее расчетное значение интенсивности первичного перехода на заданный i -й уровень ядра. Энергетическая зависимость $E1$ переходов определялась при этом моделью гигантского дипольного резонанса, $M1$ и $E2$ переходов - моделью Вайскопфа.

б) Случай отсутствия информации о спинах и четностях заселяемых уровней (методика 2).

Такой случай имеет место, в основном, при исследовании области возбуждения ядра ≥ 2 МэВ. Поэтому при моделировании интенсивностей переходов в этом случае, в дополнение ко всему, нельзя не учитывать фоновых условий эксперимента, которые сильно ограничивают количество идентифицированных γ -переходов.

В этой ситуации для всего исследуемого энергетического диапазона первичных переходов использовался модельный расчет. На первом этапе вычислялось случайное значение интенсивности $I_i^{сл}$ первичных переходов для всех заселяемых ими уровней со всеми возможными $J^п$ при условии учета только $E1$, $M1$ и $E2$ переходов по перечисленным выше моделям. Плотность уровней рассчитывалась по модели ферми-газа с "обратным смещением". Расстояния между уровнями с определенными значениями $J^п$ также считались случайными величинами, подчиненными распределению Пуассона (см., например, [17]). Фоновые условия моделировались в виде некоторого порога по интенсивности, ниже которого определение параметров γ -перехода становится невозможным. Вследствие этого в случайные наборы $I_{теп, i}^{сл}$ и $I_{рез, i}^{сл}$ попадали переходы со значениями $I_i^{сл}$, большими некоторого порогового значения при соответствующей энергии перехода. Имеющиеся экспериментальные

данные об интенсивности переходов в рассматриваемом интервале энергии возбуждения ядра допускают использование простейшей пороговой функции:

$$I_{\text{пор}}(E) = \alpha E + \beta, \quad (3)$$

где E - энергия первичного перехода. Коэффициенты α и β подгонялись таким образом, чтобы число экспериментальных переходов из соответствующих наборов $I_i(E)_{\text{экс}}$ и $I_j(E)_{\text{экс}}$ равнялось бы числу модельных переходов с $I_i^{\text{сл}}(E) \geq I_{\text{пор}}(E)$ для каждого интервала энергии первичного перехода. Пример результата подгонки коэффициентов пороговой функции (3) для ядра ^{168}Er в случае захвата тепловых нейтронов показан на рис. 5.

Таким образом генерировались случайные наборы $I_{\text{теп},i}^{\text{сл}}$, $E_{\text{теп},i}^{\text{сл}}$, $N_{\text{теп},i}$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{сл}}$, $E_{\text{рез},j}^{\text{сл}}$, $N_{\text{рез},j}$, где, в отличие от методики 1, все три величины, характеризующие каждый набор, являются случайными.

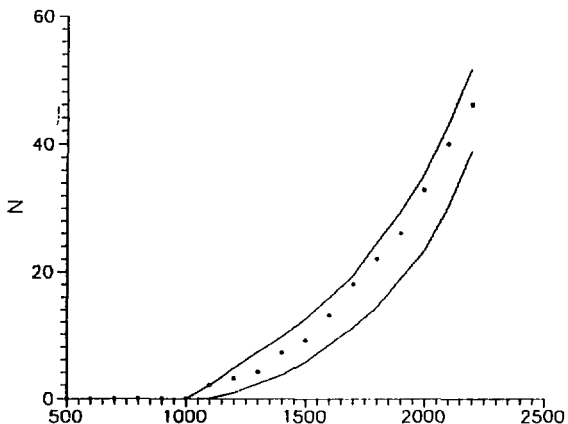
3. Результаты корреляционного анализа

Для определения статистической достоверности экспериментального значения коэффициента корреляции $R^{\text{экс}}$ для каждого ядра генерировалась 1000 пар случайных наборов интенсивностей первичных переходов $I_{\text{теп},i}^{\text{сл}}$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{сл}}$. При этом для ядер ^{168}Er и ^{178}Hf использовалась методика 1, для ядра ^{174}Yb - методика 2, т.к. для последнего ядра в исследуемом диапазоне значений $E_1^{\text{экс}}$ (до 2.8 МэВ) информация о спинах и четностях заселяемых уровней отсутствует. Ограничение исследуемого диапазона энергии возбуждения заселяемых уровней значением 2.8 МэВ для ядра ^{174}Yb объясняется ограниченными возможностями пороговой функции (3) при моделировании соответствующего количества первичных переходов в широком энергетическом диапазоне. Для оценки количества резонансов, возбуждаемых при захвате нейтронов с $E_n = 2$ кэВ, были использованы экспериментальные данные по средним значениям расстояний между резонансами в ядрах [18], при этом энергетический диапазон возбуждения ядра в области усредненных резонансов принимался равным 0.7 кэВ. Полученные

таким образом оценки имели следующие значения: для ^{174}Yb - 90 резонансов, для ^{168}Er - 190 резонансов, для ^{178}Hf - 240 резонансов. На рис.6 показано полученное после моделирования распределение случайных значений коэффициента корреляции $R^{\text{сл}}$, полученное для ядра ^{174}Yb . Смещение среднего значения коэффициента корреляции \bar{R} в положительную сторону объясняется присутствием в модельных наборах детерминированной компоненты, связанной с разницей средних значений интенсивностей первичных переходов из-за перечисленных выше причин. Экспериментальные значения коэффициента корреляции $R^{\text{ЭК}}$, расчетные средние значения коэффициента \bar{R} и значения статистических достоверностей P экспериментального коэффициента $R^{\text{ЭК}}$ для всех исследуемых ядер сведены в таблицу 1. Для ядер ^{168}Er и ^{178}Hf представлены значения P , полученные как по методике 1, так и по методике 2. Найденные для ядер ^{174}Yb и ^{168}Er высокие значения статистических достоверностей P позволяют констатировать наличие положительной корреляции интенсивностей первичных γ -переходов для случая захвата тепловых нейтронов и захвата нейтронов с $E_n = 2$ кэВ. Для ядра ^{178}Hf однозначного вывода о наличии корреляции на основе приведенных результатов сделать пока нельзя.

Таблица 1. $N^{\text{ЭК}}$ - количество экспериментальных переходов, заселяющих одни и те же состояния в случае захвата тепловых и резонансных нейтронов; $R^{\text{ЭК}}$ - экспериментальное значение коэффициента корреляции; \bar{R} - среднее расчетное значение коэффициента корреляции; P - статистическая достоверность $R^{\text{ЭК}}$.

	^{174}Yb	^{168}Er	^{178}Hf
$N^{\text{ЭК}}$	42	45	27
$R^{\text{ЭК}}$	0.61	0.75	0.54
\bar{R} методика 1	-	0.27	0.30
P - " -		> 0.99	0.93
\bar{R} методика 2	0.29	0.32	0.36
P - " -	0.96	0.99	0.80



Е (кэВ)

Рис.5 Нарастающая сумма числа уровней в интервале 1100– 2250 кэВ для ядра ^{168}Er . Точки – эксперимент, линии – статистический коридор, соответствующий двум стандартным отклонениям расчетных значений числа уровней, полученных методом статистических испытаний с использованием пороговой функции (3)

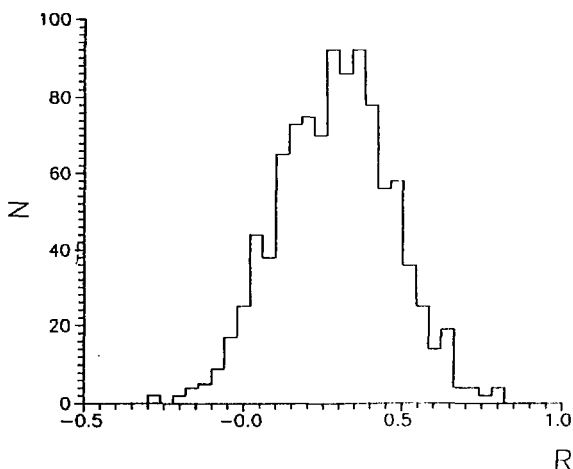


Рис.6 Распределение случайного значения коэффициента корреляции, полученного методом статистических испытаний для ядра ^{174}Yb . (методика 2)

4. Обсуждение результатов корреляционного анализа

Высокие значения статистических достоверностей $R^{\text{ЭКС}}$ для ядер ^{174}Yb и ^{168}Er позволяют говорить о нестатистическом характере структуры в распределениях интенсивностей первичных переходов, показанных на рис. 2, 3. Это означает, что волновая функция компаунд-состояний, возбуждаемых как при захвате тепловых нейтронов, так и при захвате нейтронов с $E_n = 2$ кэВ, имеет общую компоненту, обуславливающую усиление части первичных переходов, и, как следствие этого, ширины первичных переходов на выявленные в эксперименте конечные состояния зависят от деталей их структуры, а не только от среднего значения радиационной силовой функции.

Для ^{168}Er и ^{174}Yb эти выводы вполне соответствуют выводам авторов работ [13, 14], изучавших корреляции между ширинами первичных переходов $\Gamma_{\lambda t}$ и относительной величиной двухквaziчастичных компонент в волновых функциях компаунд-состояний (приведенная нейтронная ширина Γ_n^0) и возбуждаемого уровня (спектроскопический фактор (d, p) -реакции).

Отсутствие определенного заключения для ^{178}Hf может быть следствием как ограниченного объема выборки, включенного в анализ, так и зависимостью наблюдаемых эффектов от положения одночастичных состояний деформированного потенциала, связанных с $3p$ - нейтронной оболочкой (определяющих величину наблюдаемых эффектов [1, 2]).

Полученные нами результаты позволяют предполагать, что влияния структуры распадающихся состояний ($4s$ -максимума нейтронной силовой функции) на ширины $\Gamma_{\lambda t}$ первичных переходов следует ожидать для всех подобных ядер при изучении захвата нейтронов в "усредненных" резонансах (например, $E_n = 2$ кэВ). Значительное усиление перехода "компаунд-состояние" ^{144}Nd - уровень 4_1^+ объяснено авторами [19] именно структурными особенностями уровней, связанных этим переходом. Эффект заметного усиления части ширин первичных переходов для большой группы ядер области $4s$ -резонанса прямо наблюдался в [20] в заметном уменьшении эффективного числа каскадов γ -переходов, которыми заселяются их низколежащие уровни.

Таким образом, накопленный к настоящему времени объем

экспериментальных данных требует более детального и конкретного их анализа, чем предполагает общепринятый статистический подход.

Литература.

1. Бонева С.Т. и др. - ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.479.
2. Бонева С.Т. и др. - ЭЧАЯ, 1991, т.22. с.1433.
3. Boneva S.T et al. - Z.Phys., 1988, A330, p.153.
4. Бонева С.Т. и др. - ЯФ , 1989. т.49, с.944.
5. Богдзель А.А. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.1923.
6. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1972, т.3. с.770.
7. Малов Л.А., Соловьев В.Г. - ЯФ , 1977, т.26. с.723.
8. Ali M.A. et al. - JINR, E3-91-428, Dubna, 1991.
9. Greenwood R.G., Reich C.W. - Phys.Rev., 1981, v.23, p.153.
10. Nuclear Data Sheets, 1988, v.53, p.223.
11. Davidson W.F. et al. - J.Phys G. (London), 1981, G7, p.455.
12. Hague A.M.I. et al. - Nucl.Phys., 1986, A455, p.231.
13. Mughabghab S.F., Chrien R.E. - Nonstatistical effects in neutron capture-In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Ed. by Chrien R.E and Kane W.R)- New York, Plenum Press, 1979, p.265.
14. Aidea L. et al. - Proceedings of International Conferens of Selected Topics in Nuclear Stracter (15-19 June, 1976, Dubna Vol.1, p.116. D9682).
15. Васильева Э.В. и др. - ЯФ , 1986, т.44, с.857.
16. Юл Дж.Эдни, Кендел М. Дж. - Теория статистики. М.: Госстатиздат ЦСУ СССР, 1960.
17. Shriner J.F., Jr., Mitchel G.E. and T.von Egidy. - Z.Phys., 1991, A338, p.309.
18. Соколов Ю.В. - Плотность уровней атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1990.
19. Кнатько В.А., Шиманович Е.А. - Ядерная спектроскопия и структура ядра. Тезисы 38-го совещания.Л.:Наука, 1988. с. 95.
20. Khitrov V.A. et al. - In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, 1979, v.9, Plenum Press, p.655.

Рукопись поступила в редакционный отдел

9 июня 1992 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс

Тематика

1. Экспериментальная физика высоких энергий
2. Теоретическая физика высоких энергий
3. Экспериментальная нейтронная физика
4. Теоретическая физика низких энергий
5. Математика
6. Ядерная спектроскопия и радиохимия
7. Физика тяжелых ионов
8. Криогеника
9. Ускорители
10. Автоматизация обработки экспериментальных данных
11. Вычислительная математика и техника
12. Химия
13. Техника физического эксперимента
14. Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15. Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16. Дозиметрия и физика защиты
17. Теория конденсированного состояния
18. Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19. Биофизика

Васильева Э.В. и др.

P3-92-245

Методика анализа нестатистического поведения радиационной силовой функции при захвате тепловых и резонансных нейтронов

В работе предложена методика поиска нестатистических закономерностей в поведении радиационной силовой функции первичных γ -переходов из реакции (n, γ) . На основе имеющихся данных сделан анализ корреляции интенсивностей первичных переходов для ядер ^{174}Yb , ^{168}Er , ^{178}Hf в случае захвата тепловых нейтронов и нейтронов со средней энергией $E_n = 2$ кэВ. Полученные положительные значения коэффициента корреляции для ядер ^{174}Yb и ^{168}Er с высокой степенью достоверности позволяют сделать вывод о наличии значимых отклонений радиационной силовой функции для этих ядер от средних статистических значений.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Vasilyeva E.V. et al.

P3-92-245

Analysis of the Nonstatistical Behaviour of the Strength Function of Primary γ -Transitions Following Thermal and Resonance Neutron Capture

In this work a method is suggested of a search for nonstatistical regularities in behaviour of radiative strength function of primary γ -transitions from the (n, γ) reaction. The correlation analysis of the primary γ -transition intensities for the nuclei ^{174}Yb , ^{168}Er , ^{178}Hf has been carried out on the basis of the data from thermal and 2 keV neutron capture experiments. The positive values obtained for the correlation coefficient in the case of ^{174}Yb and ^{168}Er allow the conclusion to be made, at a high level of confidence, about the presence of considerable deviations of the radiative strength function from mean "statistical" value.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992

34 коп.

Редактор Е.В.Калинникова. Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 29.06.92.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,08.

Тираж 365. Заказ 45436.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.