

93-124



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-93-124

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

ВОЗМОЖНАЯ ЭКВИДИСТАНТНОСТЬ ЭНЕРГИЙ
ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ УРОВНЕЙ
ИНТЕНСИВНЫХ γ -КАСКАДОВ

Направлено в Оргкомитет 43 Международного совещания
по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра,
Дубна, апрель 1993 г.

1993

1. Введение

В области возбуждения ядра между основным состоянием и нейтронными резонансами ($V_n \approx 6-8$ МэВ) происходит переход от достаточно простых уровней (как правило, известной структуры) к предельно сложным компаунд-состояниям. Систематическое изучение динамики этого процесса может стать, по нашему мнению, основным источником информации о природе взаимодействия нуклонов в ядре при малых энергиях.

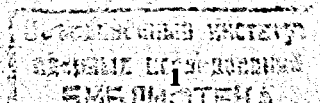
Уникальную возможность для систематического одновременного изучения этой области ядерных возбуждений представляют каскады из двух последовательно испущенных при распаде компаунд-состояния γ -переходов. Соответствующая методика [1,2] позволяет одновременно наблюдать в одном, очень простом и удобном для анализа спектре каскады, энергия промежуточного уровня которых отличается на 5-7 МэВ.

Основная масса наблюдаемых каскадов имеет достаточно малые значения интенсивностей. На их фоне в любом ядре выделяются несколько десятков (сотен) каскадов максимальной интенсивности. Анализ [1] показывает, что такие каскады появляются не случайно. Особенности волновых функций исходного, промежуточного и конечного состояний подобного интенсивного каскада, видимо, таковы, что матричные элементы первичного и вторичного переходов многократно возрастают относительно аналогичных значений для каскадов через близлежащие промежуточные состояния.

Следует заметить, что очень интенсивные γ -переходы (каналы распада) - характерная особенность ядер области 4s-максимума нейтронной силовой функции. И очень существенно, что они проявляются не только в компаунд-состояниях, определяющих захват тепловых нейтронов, но и в вышележащих нейтронных резонансах [3].

К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные доказывают факт усиления интенсивностей некоторого достаточно малого числа γ -переходов распада компаунд-состояния, но не дают никакой информации о механизме такого усиления.

Анализ степени среднего превышения экспериментально



наблюдаемых интенсивностей каскадов над предсказаниями моделей в случае четно-нечетных составных ядер приводит к заключению, что зачастую до половины общей интенсивности первичных переходов может быть связано [4] с усиленными одночастичными переходами между $4s$ и $3p$ нейтронными оболочками, фрагментированными по одноквазичастичным состояниям в случае деформированных ядер [5]. Это усиление достаточно наглядно проявляется и в четно-четных составных ядрах в районе $150 \leq A \leq 170$. Например, в ^{150}Sm , ^{156}Gd , ^{158}Gd , ^{164}Dy [6-9] в районе энергии первичных переходов 2-3 МэВ (энергия возбуждения ядра 5-6 МэВ) экспериментально наблюдаемая интенсивность превышает расчетное значение, полученное с использованием общепринятой модели плотности уровней, практически на порядок.

Качественное объяснение наблюдаемого усиления интенсивности каскадов одночастичными переходами между нейтронными оболочками $4s$ и $3p$ в различных ядрах следует из того, что положение промежуточных уровней усиленных каскадов хорошо коррелирует с расчетными положениями уровней фрагментированной $3p$ нейтронной подоболочки деформированного ядра.

В то же время известно, что чистые одно(двух)-квазичастичные состояния можно наблюдать только при очень малых энергиях возбуждения ядра. С повышением энергии возбуждения структура уровней усложняется как за счет многочастичных состояний, так и за счет компонент с одним или несколькими фонами. Поэтому расхождение между результатами эксперимента и простым модельным "статистическим" расчетом [4-9] может быть связано не только с простыми одно(двух)-квазичастичными компонентами волновой функции, но и с более сложными. Накопленная к настоящему времени информация о каскадах γ -переходов позволяет приступить к поиску таких эффектов.

Сопоставление [10] интенсивностей первичных переходов при захвате тепловых нейтронов и при захвате в "усредненных" резонансах некоторых четно-четных деформированных ядер показывает, что их интенсивность определяется особенностями

структуры возбуждаемых уровней, т.е. наблюдается влияние структуры промежуточного уровня на интенсивность первичного перехода при достаточно больших возбуждениях. Другим отклонением от существующих представлений о неселективности путей распада нейтронного резонанса являлось бы наблюдение упорядоченности (регулярности) в интенсивностях наиболее сильных каскадов. Такую упорядоченность чисто качественно можно объяснить многофононными возбуждениями (хотя такое объяснение может быть не единственным!).

Упорядоченность энергий возбуждения наиболее интенсивных каскадов нагляднее всего к настоящему времени проявилась в распределении интенсивности каскадов [11] между компаунд-состоянием ^{174}Yb и его первым возбужденным уровнем (рис.1). В соответствующем спектре наблюдается не менее четырех групп интенсивных каскадов, расстояние между которыми практически постоянно. Аналогичную эквидистантность можно выделить практически во всех полученных к настоящему времени подобных распределениях для ядер, отличающихся такими параметрами, как четность числа нейтронов или деформация (рис.2-4).

Необходимо подчеркнуть, что на вполне определенном расстоянии от промежуточного уровня наблюдаемого интенсивного каскада может появляться не только уровень другого одиночного усиленного каскада, но и группа (мультиплет) промежуточных уровней интенсивных каскадов (рис.3 и 4).

Это - весьма сильный аргумент, подтверждающий неслучайную природу наблюдаемых усиленных каскадов. Теоретический анализ (например, [12]) показывает, что при увеличении энергии возбуждения ядра сила некоторого состояния (например, одноквазичастичного, многочастичного или квазичастица \otimes фононы) фрагментированна по группе уровней. Если эта фрагментация развита очень слабо, то сила состояния может быть сконцентрирована на нескольких лежащих рядом уровнях. Именно в таком случае в спектре исследуемых возбуждений может появиться мультиплет. Это, возможно, и наблюдается в приведенных на рис. 3 и 4 распределениях интенсивности каскадов. Причем расстояние между такими

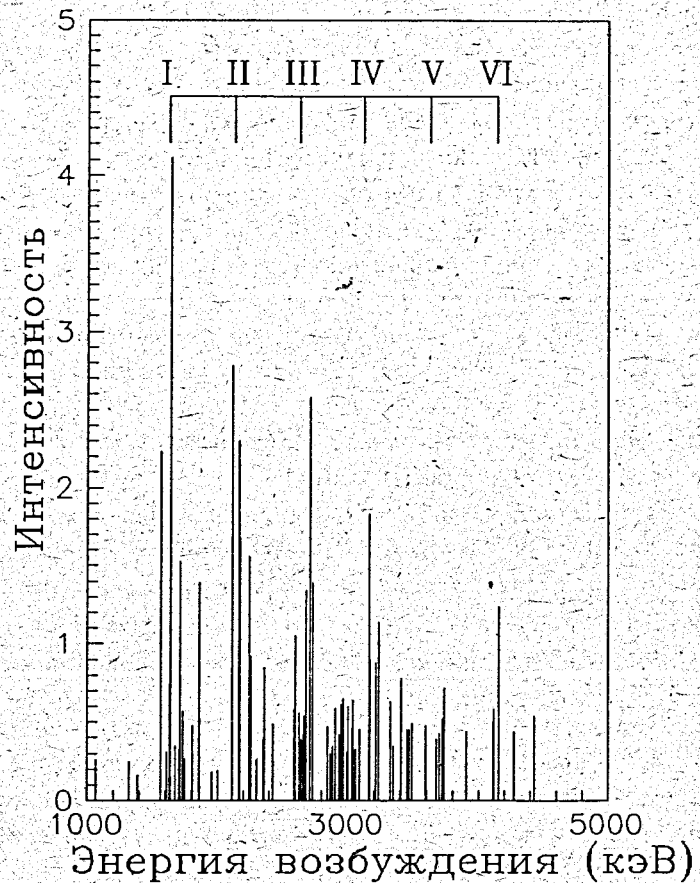


Рис.1. Зависимость абсолютной интенсивности двухквантовых каскадов на первое возбужденное состояние ^{174}Yb в функции энергии возбуждения. Римскими цифрами помечены вероятные группы эквидистантных состояний

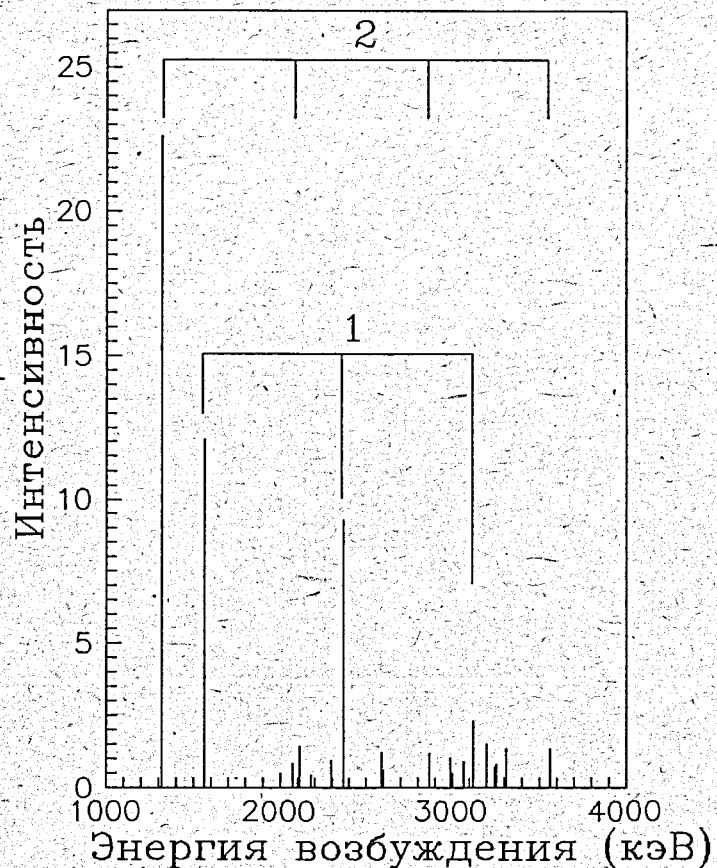


Рис.2. То же самое для каскадов на первое возбужденное состояние ^{144}Nd . Арабскими цифрами отмечены возможные эквидистантные каскады

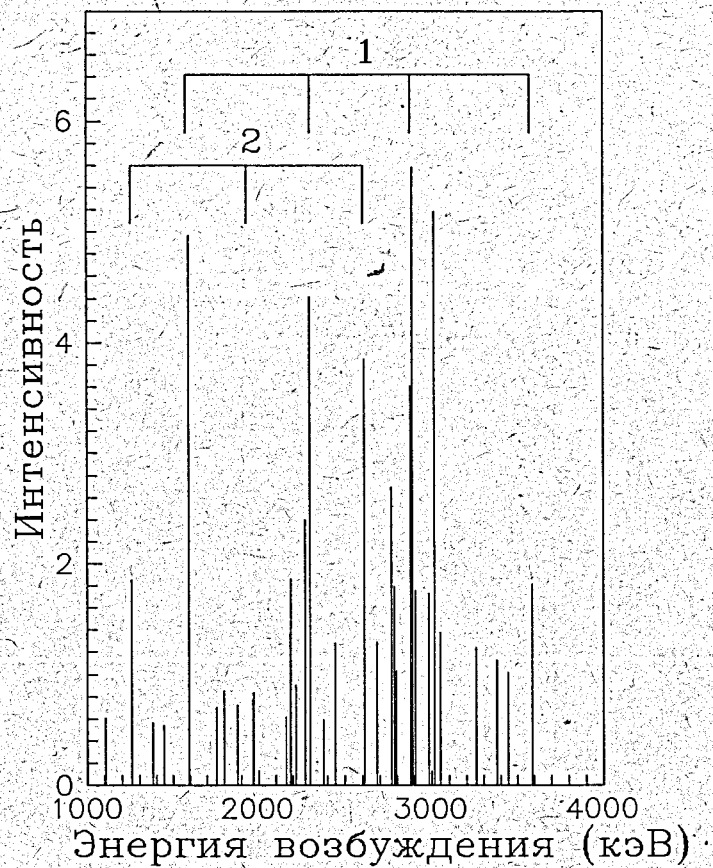


Рис.3. То же самое для каскадов на дублет состояний $E_f=180$ и 184 кэВ в ^{165}Dy

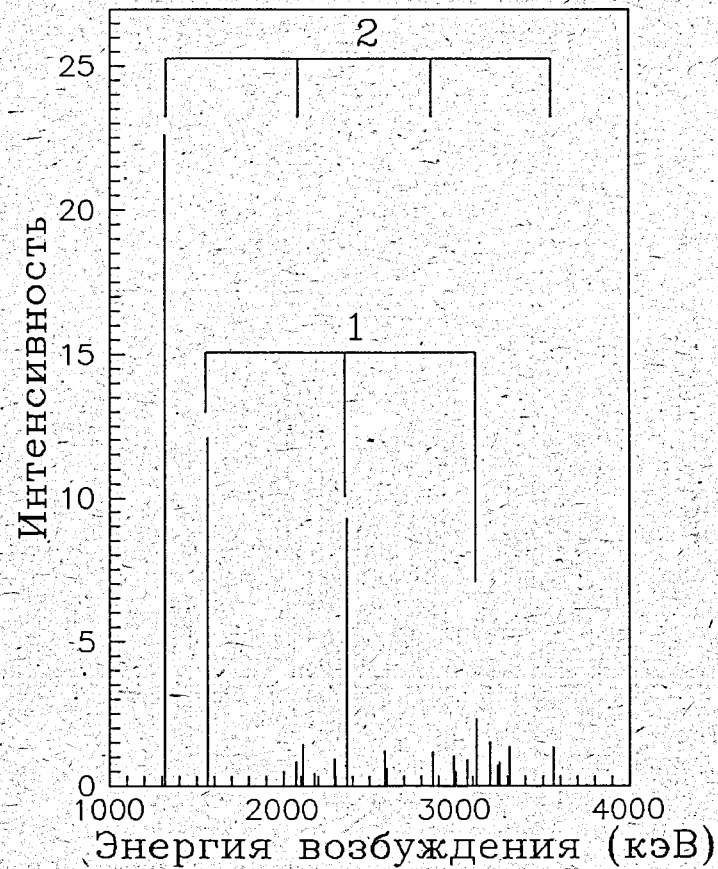


Рис.2. То же самое для каскадов на первое возбужденное состояние ^{144}Nd . Арабскими цифрами отмечены возможные эквидистантные каскады

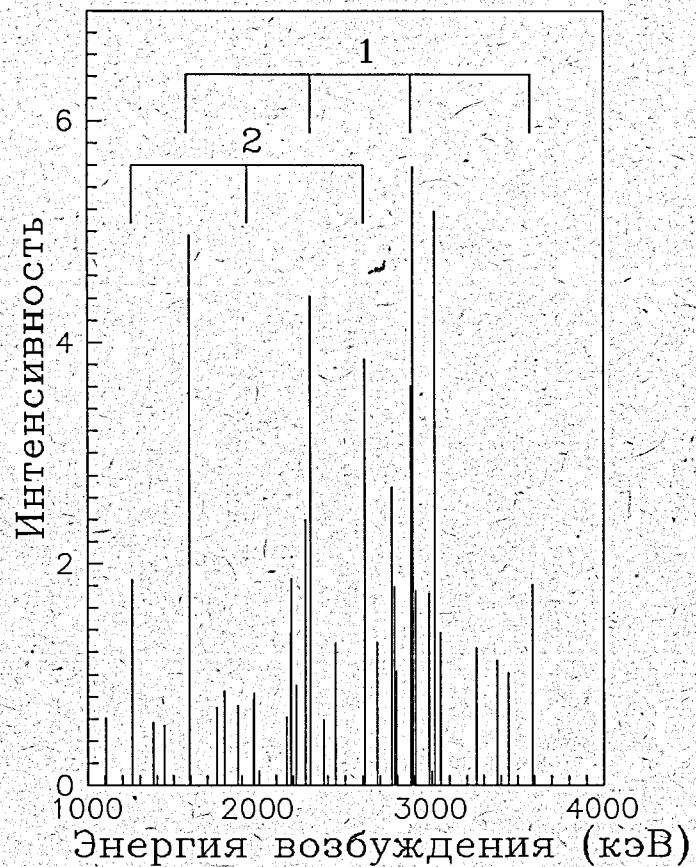


Рис.3. То же самое для каскадов на дублет состояний $E_f=180$ и 184 кэВ в ^{165}Dy

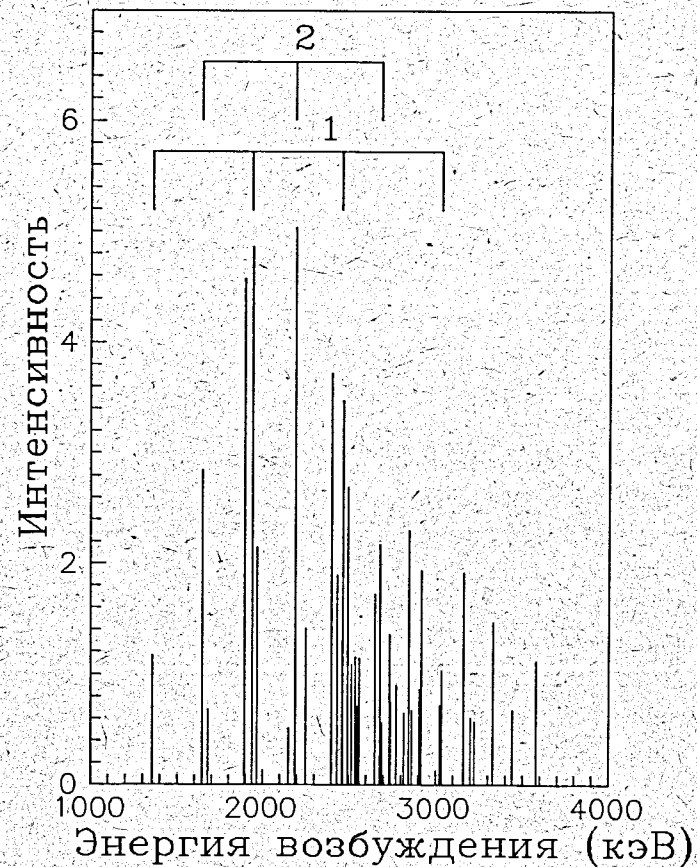


Рис.4. То же самое для каскадов на состояние $E_f=514$ кэВ в ^{175}Yb

мультиплетами (группами уровней) соответствует приведенным ниже данным о периодах эквидистантности.

Наблюдаемые на рис. 1-4 эквидистантные интервалы могут:

- 1) быть чисто случайными;
- 2) соответствовать другой системе эквидистантности.

Эти обстоятельства поставили перед нами проблему поиска эффективного алгоритма, отвечающего на вопросы:

а) случайна или неслучайна наблюдаемая в эксперименте эквидистантность интервалов между промежуточными уровнями наиболее сильных каскадов?

б) какой период эквидистантности наиболее вероятен? Анализ полученных к настоящему времени для многих ядер распределений интенсивности каскадов показывает, что в основной их массе наблюдаются следующие особенности.

1. В спектре имеются два (или более) практически постоянных интервала между энергиями γ -квантов достаточно (либо наиболее) сильных каскадов. Вариации расстояний при этом достаточно малы - менее нескольких процентов.

2. Интенсивность таких эквидистантных каскадов обычно изменяется при изменении энергии возбуждения ядра в предполагаемой эквидистантной группе в одну и ту же сторону.

Поиск выделенных периодов эквидистантности, выполненный ниже, использует эти особенности γ -распада в качестве базовых критериев наличия искомого эффекта.

Теоретическое рассмотрение вибрационных состояний в рамках модели взаимодействующих бозонов [13] приводит к заключению, что их спектр может быть гармоническим или даже немного сжатым. Именно гармоничность и наблюдается в распределениях интенсивностей двухквантовых каскадов.

2. Методика анализа

Перечисленные особенности анализируемого эффекта определяют требования к функционалу, значение которого можно рассматривать как критерий наличия или отсутствия эквидистантности. При его вычислении необходимо:

- а) эффективно учитывать только те каскады, энергия

возбуждения промежуточных уровней которых отличается на величину $\Delta E \approx nT$, где T - период искомой эквидистантности;

б) выбрать в первую очередь наиболее сильные (нестатистические) каскады;

в) эффективно подавлять случайные периоды эквидистантности.

Очевидно, что, используя различные формы связи значений энергий каскадных переходов и их интенсивности с формальным параметром T , можно сконструировать различные функционалы. Отбор наилучших возможен при моделировании ситуации, близкой к ожидаемому эффекту с его случайными отклонениями.

Перебор возможных вариантов показал, что подходящим функционалом, выделяющим группу из трех и более эквидистантных интенсивных каскадов и удовлетворяющим сформулированным выше требованиям, является следующий:

$$F(T) = \sum_i S_i S_j \exp \left[-\frac{(S_i - S_j)^2}{\langle S \rangle^2} \right] \frac{\Gamma^2 \Delta E_{ij}^2}{\Gamma^2 \Delta E_{ij}^2 + (\Delta E_{ij}^2 - T^2)^2} \cdot S_j S_k \exp \left[-\frac{(S_j - S_k)^2}{\langle S \rangle^2} \right] \frac{\Gamma^2 \Delta E_{jk}^2}{\Gamma^2 \Delta E_{jk}^2 + (\Delta E_{jk}^2 - T^2)^2} \cdot \quad (1)$$

$$S_k S_i \exp \left[-\frac{(S_i + S_k - 2S_j)^2}{\langle S \rangle^2} - \frac{(\Delta E_{ij} \Delta E_{jk})^2}{\Gamma^2} \right] \frac{\Gamma^2 \Delta E_{ik}^2}{\Gamma^2 \Delta E_{ik}^2 + (\Delta E_{ik}^2 - 4T^2)^2} \cdot$$

Здесь: S - интенсивность каскада номер i , j или k ; $\langle S \rangle$ - средняя интенсивность анализируемого в эксперименте набора каскадов, ΔE - разность энергий возбуждения промежуточных уровней двух рассматриваемых каскадов; $\Gamma = 0,1T$ - коэффициент, регулирующий величину вклада данного каскада в функционал (1).

Для данного тестируемого значения T каскад k выбирается так, чтобы функционал (1) был бы максимальным для данной пары каскадов i и j .

Более общим методом изучения систематических отклонений интенсивности каскадов от среднего значения, приводящим к появлению эквидистантности, является метод дискретного преобразования Фурье:

$$F(T) = \sum S_i \exp(-2\pi j E_i / T). \quad (2)$$

Этот функционал может быть применен к поиску эквидистантности, обусловленной отклонением от средних значений основной массы наблюдаемых каскадов. Функционал (1) чувствителен к наличию локального усиления интенсивности отдельных каскадов.

Наличие (отсутствие) выделенного периода T определялось в обоих случаях по наличию (отсутствию) четко выраженного максимума в зависимости F от варьируемой переменной T .

Следует отметить, что применение функционалов (1) и (2) для анализа каскадов в четно-четных ядрах дает значения периода эквидистантности T , отличающегося не более чем в 1,5 раза для основной части изученных ядер.

Описываемый ниже анализ выполнен с использованием функционала (1) постольку, поскольку структура изучаемых промежуточных уровней каскадов не может быть одинаковой. Поэтому трудно ожидать наличия ярко выраженного пика в (2) в случае, если интенсивности каскадов через уровни, отличающиеся типом фона, характеризуются различным периодом эквидистантности, имеют близкие значения. И, соответственно, выражения (1) и (2) приводят к одинаковому результату, если в анализируемом наборе данных доминируют несколько наиболее интенсивных каскадов, промежуточные уровни которых отстоят друг от друга на одно и то же расстояние.

3. Моделирование ожидаемого эффекта

Эффективность используемых функционалов была опробована на следующей модели:

а) конструировалось $N=25+33$ "полос" эквидистантных каскадов, содержащих по $m=4$ или 3 члена в эквидистантной "полосе";

б) интенсивность каскадов в полосах менялась случайно от максимальной до минимальной умножением предыдущего значения данной "полосы" на случайную величину $\xi \leq 1$;

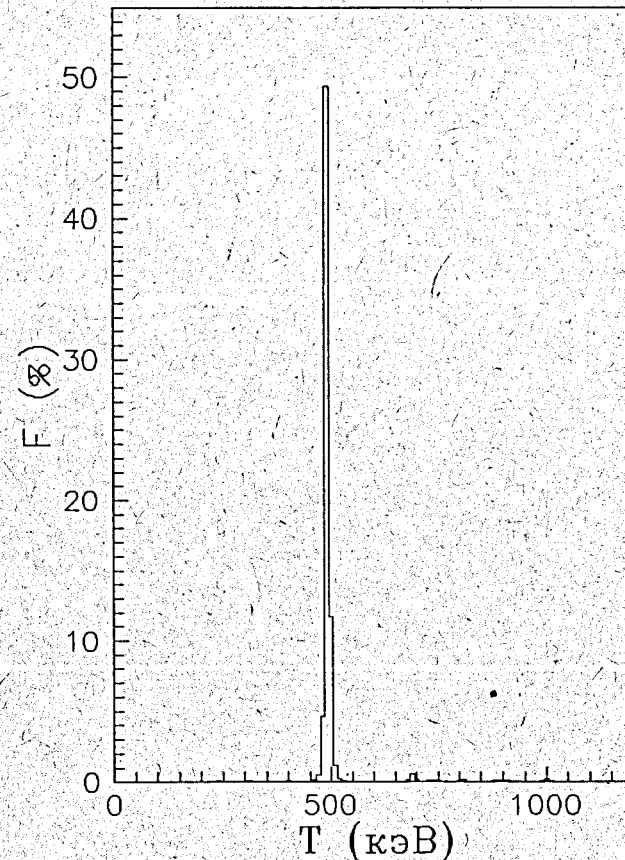


Рис. 5. Пример "удачного" определения искомого периода эквидистантности ($T=500$ кэВ) в моделируемом наборе.

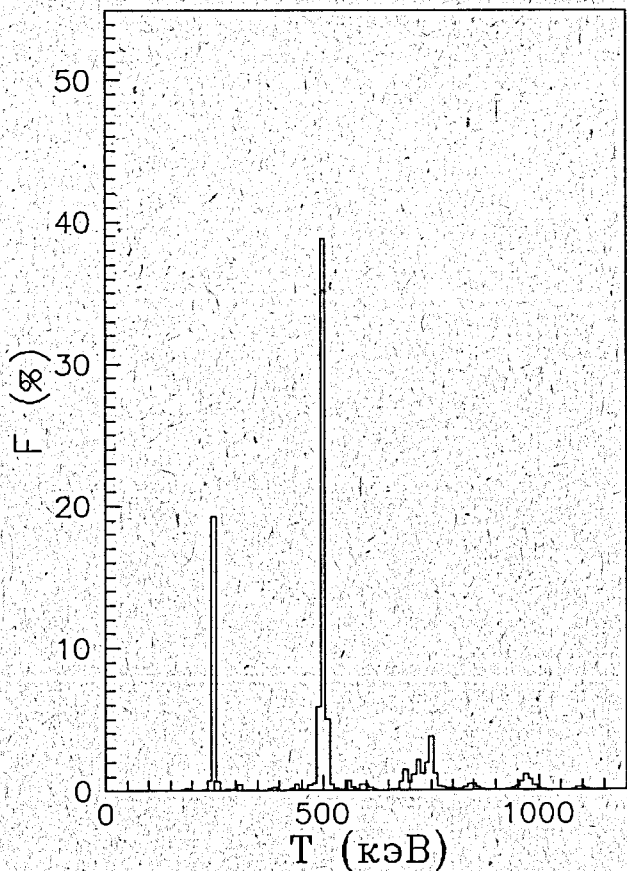


Рис. 6. То же самое, "неудачный" случай

в) интервал T между двумя членами моделируемой "полосы" искажается прибавлением к каждому значению энергии случайной нормально распределенной ошибки с дисперсией σ^2 . Примеры полученных значений функционала (1) для $N=25$, $m=4$, $T=500$ кэВ и $\sigma=10$ кэВ приведены на рис. 5 и 6;

г) закон изменения интенсивностей членов различных полос выбирался так, чтобы в целом воспроизвести форму распределений интенсивностей анализируемых каскадов.

Из моделирования следует, что:

а) используемый период при достаточно малых значениях произведения $N \cdot m$ (например, равном 100) может быть восстановлен во многих случаях с погрешностью 10 ± 20 % по максимуму значения функционала (1) - рис. 5;

б) помимо истинных решений неизбежно появление и ложных максимумов, соответствующих наиболее часто, например $T \approx 0,5T$ и $T \approx 1,5T$ (рис. 6);

в) возможность восстановления искомого значения T для функционала (1) из модельного набора практически исчезает для $N \cdot m > 200$;

г) используемый функционал (1) не позволяет однозначно определить единственное значение T для случая $\sigma > 0$;

д) рассматриваемая проблема такова, что ее решение, в принципе, возможно только для некоторой части анализируемых данных.

4. Результаты анализа

К настоящему времени каскады из двух γ -переходов изучены экспериментально более чем в 18 ядрах области $4s$ -резонанса нейтронной силовой функции. Некоторые данные об этих ядрах приведены в таблице. Такой набор данных позволяет нам провести анализ в широкой области ядер. При анализе необходимо учитывать следующие обстоятельства:

а) установленная схема распада изучаемых ядер может, в принципе, содержать уровни с ошибочно установленным порядком следования квантов в каскаде, либо неразрешенный мультиплет, либо ложный мультиплет промежуточных уровней (не каскадов !);

Таблица
Некоторые параметры изученных двухквантовых каскадов

Составное ядро	Выделено интенсивных каскадов	суммарная интенсивность, % на распад	число конечных уровней каскадов	Литература
четно-четные ядра				
¹⁴⁴ Nd	27	25.3	5	14
¹⁴⁶ Nd	101	32.8	4	15
¹⁵⁰ Sm	144	10.8	6	6
¹⁵⁶ Gd	146	15.2	5	7
¹⁵⁸ Gd	114	12.1	3	8
¹⁶⁴ Dy	123	22.9	6	9
¹⁶⁸ Er	89	14.7	6	16
¹⁷⁴ Yb	114	12.7	3	11
¹⁷⁸ Hf	115	9.8	8	17
¹⁸⁰ Hf	126	5.5	6	18
четно-нечетные ядра				
¹⁴³ Nd	36	24.4	3	19
¹⁶³ Dy	148	19.0	7	20
¹⁶⁵ Dy	110	33.4	5	21
¹⁷⁵ Yb	83	45.7	9	22
¹⁷⁹ Hf	130	40.6	10	23
¹⁸¹ Hf	124	36.3	5	24
¹⁸³ W	88	26.1	5	25
¹⁸⁷ W	115	34.4	5	26

б) предполагаемая эквидистантность может быть, в принципе, обусловлена заметным влиянием на парциальные ширины компонент волновой функции, отличающихся только числом фононов. Поэтому можно ожидать, что это влияние будет неодинаковым в ядрах с различной четностью числа частиц из-за наличия взаимодействия квазичастиц с фононами, хорошо известного из теоретического изучения ядра;

в) структура волновой функции конечных уровней изученных к настоящему времени двухквантовых каскадов в четно-нечетных ядрах существенно разнообразнее, чем в изученных четно-четных. В последнем случае это обычно уровни ротационной полосы основного состояния и часто - γ -полосы для деформированных ядер; основное состояние, одно- и двухфононные уровни в сферических ядрах. Из экспериментальных данных о каскадах γ -переходов [2] однозначно следует, что интенсивность каскада явно зависит от структуры его конечного уровня. Поэтому, как минимум, ядра с различной четностью числа нуклонов следует анализировать отдельно и ограничиваться конечными уровнями - членами конкретной ротационной полосы в деформированных ядрах.

На рис.7-8 приведены значения функционала (1) для четно-четных и четно-нечетных ядер. Причем в этом анализе интенсивности каскадов, заканчивающихся различными конечными уровнями, суммировались (в функции энергии возбуждения) для уровней ротационной полосы основного состояния деформированных четно-четных ядер и ротационной полосы первого состояния с $K^\pi=1/2^-$, лежащего у поверхности ферми, для четно-нечетных. У сферических ядер выбирались каскады, заканчивающиеся основным, одно- и двухфононными состояниями изучаемого ядра.

Из зависимости, приведенной на рис.7 для четно-четных ядер, видно, что для многих ядер можно выделить одно значение интервала эквидистантности. И это значение эквидистантности (ярко выраженное в ряде случаев) изменяется в интервале $500 \leq T \leq 800$ кэВ (рис.9).

Ситуация с четно-нечетными ядрами (рис.8) не столь проста и очевидна. В ряде случаев четко и однозначно

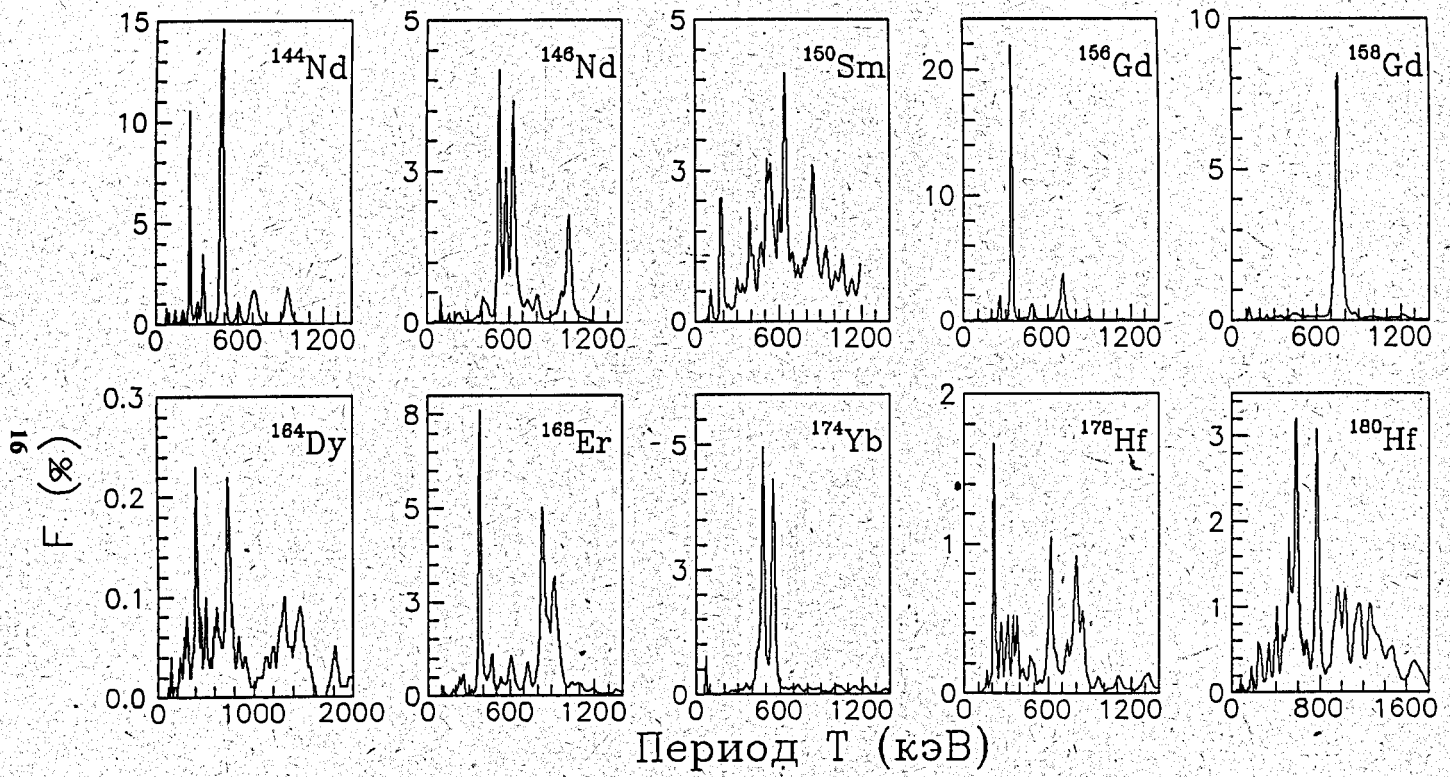


Рис. 7. Значение функционала (1) для различного периода ожидаемой эквидистантности T в четно-четных составных ядрах в процентах от максимально возможного значения

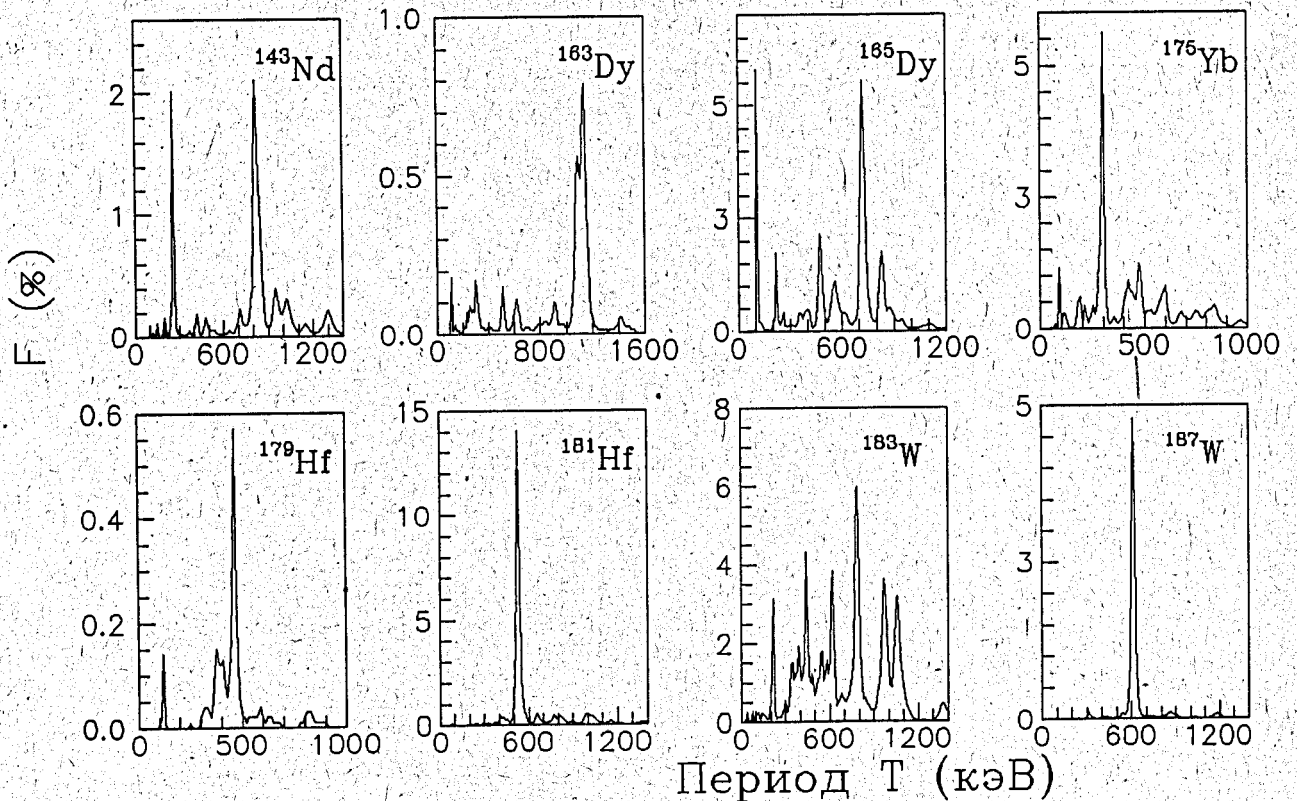


Рис. 8. То же самое для каскадов, заканчивающихся уровнями ротационной полосы состояний $[521] \downarrow$ для изотопов диспрозия и $[510] \uparrow$ - остальных ядер.

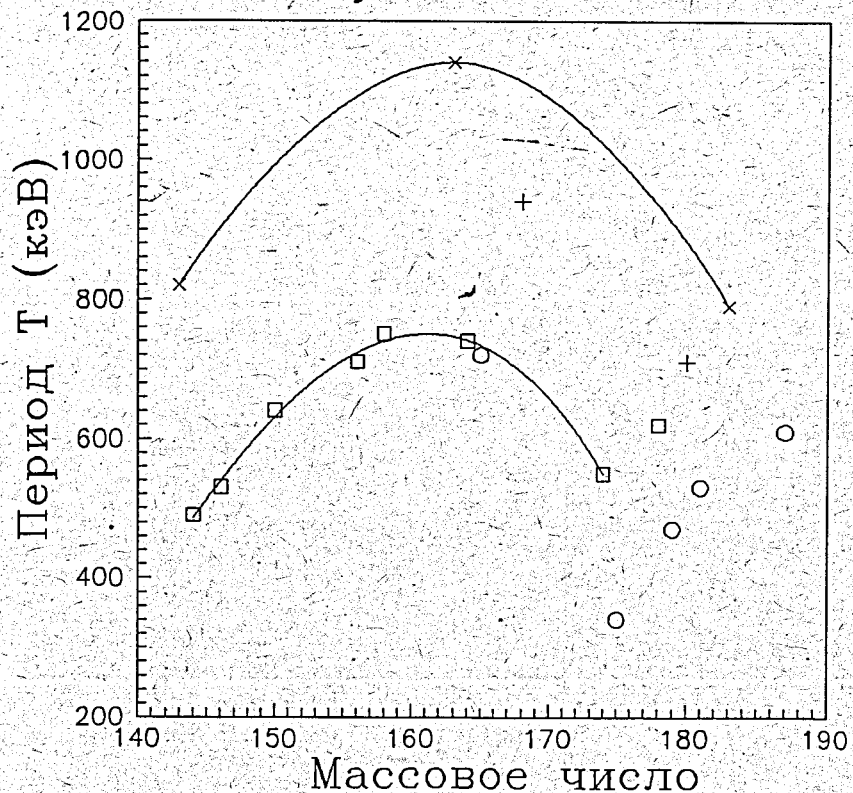


Рис. 9. Зависимость значения наиболее вероятного периода эквидистантности от атомного веса изученных ядер:

□ - четно-четные ядра

○ - четно-нечетные ядра с $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle > 1$

x - четно-нечетные ядра с $\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle \ll 1$

+ - ядра ^{168}Er и ^{180}Hf .

Гладкими линиями соединены минимальные и максимальные значения

проявляются значения эквидистантности, близкие к аналогичным значениям этого же параметра в соседних четно-четных ядрах. На рис. 9 представлена зависимость выделенного периода эквидистантности в функции атомного веса изученного ядра. Видно, что значение T для ядер ^{143}Nd , ^{163}Dy и ^{183}W на ≈ 200 кэВ больше, чем в соседних четно-четных ядрах. Эти ядра отличаются от остальных четно-нечетных ядер малым значением приведенной нейтронной ширины Γ_n^0 резонанса, определяющего сечение захвата тепловых нейтронов. Как отмечалось в [2,4], этому обстоятельству соответствует значительное уменьшение интенсивности каскадов, возбуждающих конечные уровни $3p$ нейтронной оболочки. Отсюда следует гипотеза, что при распаде компаунд-состояний с различными значениями Γ_n^0 возбуждаются промежуточные уровни каскадов с различной структурой. Соответственно периоды эквидистантности для них могут быть различными.

На этом же рисунке отмечены ядра ^{168}Er и ^{180}Hf , для которых четность компаунд-состояния и четность конечных уровней каскадов одна и та же ($\pi=\pm$). Для всех остальных же ядер она различна; различны и типы мультипольностей квантов каскадов. Нет теоретических оснований ожидать, что энергии предполагаемых фононов (т.е. величина искомой эквидистантности) для уровней, связываемых $E1$ - или $M1$ -переходами, будут иметь одну и ту же величину, а значения T для ^{168}Er и ^{180}Hf будут соответствовать аналогичным значениям в соседних ядрах. Здесь следует также учитывать и другое не менее важное обстоятельство: функционал (1) не может обеспечить получение однозначного решения в силу особенностей этой проблемы - обратной, плохо обусловленной математической задачи.

5. Возможности дальнейшего экспериментального изучения проблемы эквидистантности

Механизм, создающий наблюдаемый эффект, может быть следующий: в данном компаунд-состоянии (нейтронном резонансе) из-за случайных флуктуаций ширин (либо - неслучайного их усиления) может с большой вероятностью возбудиться состояние,

вероятность распада которого на заданный низколежащий уровень достаточно велика.

Соответственно, вышележащие уровни, отстоящие по энергии возбуждения на T , $2T$ и т.д., могут стать промежуточными уровнями усиленных каскадов, если их структура отличается от структуры рассматриваемого уровня на соответствующее число элементарных возбуждений (возможно - фононов), либо слабо влияющих на интенсивность первичных γ -переходов каскадов, либо усиливающих их.

Если это так, то следует ожидать корреляции (и, возможно, - значительные) интенсивностей каскадов, отличающихся по энергии возбуждения промежуточного уровня на величину T в нейтронных резонансах. Отсюда прямо следует, что для дальнейшего поиска предполагаемой эквидистантности положений промежуточных уровней усиленных каскадов необходимо изучение каскадов γ -переходов при захвате нейтронов в различных резонансах одного и того же ядра.

Подобные эксперименты могут быть выполнены на любом источнике резонансных нейтронов с детекторами достаточно большой эффективности, например, 30-50 % NPGе-детекторами.

6. Заключение

Если наблюдаемая нами эквидистантность энергий возбуждения наиболее сильных каскадов в деформированных ядрах с периодом $T=500-800$ кэВ не является случайной, то подобные возбуждения могут быть исследованы экспериментально.

Для этого достаточно изучать каскады из двух γ -переходов между компаунд-состояниями и низколежащими уровнями ядра для многих нейтронных резонансов для максимально широкого круга стабильных ядер-мишеней.

проявляются значения эквидистантности, близкие к аналогичным значениям этого же параметра в соседних четно-четных ядрах. На рис. 9 представлена зависимость выделенного периода эквидистантности в функции атомного веса изученного ядра. Видно, что значение T для ядер ^{143}Nd , ^{163}Dy и ^{183}W на ≈ 200 кэВ больше, чем в соседних четно-четных ядрах. Эти ядра отличаются от остальных четно-нечетных ядер малым значением приведенной нейтронной ширины Γ_n^0 резонанса, определяющего сечение захвата тепловых нейтронов. Как отмечалось в [2,4], этому обстоятельству соответствует значительное уменьшение интенсивности каскадов, возбуждающих конечные уровни Z_p нейтронной оболочки. Отсюда следует гипотеза, что при распаде компаунд-состояний с различными значениями Γ_n^0 возбуждаются промежуточные уровни каскадов с различной структурой. Соответственно периоды эквидистантности для них могут быть различными.

На этом же рисунке отмечены ядра ^{168}Er и ^{180}Hf , для которых четность компаунд-состояния и четность конечных уровней каскадов одна и та же ($p=+$). Для всех остальных же ядер она различна; различны и типы мультипольностей квантов каскадов. Нет теоретических оснований ожидать, что энергии предполагаемых фононов (т.е. величина искомой эквидистантности) для уровней, связываемых $E1$ - или $M1$ -переходами, будут иметь одну и ту же величину, а значения T для ^{168}Er и ^{180}Hf будут соответствовать аналогичным значениям в соседних ядрах. Здесь следует также учитывать и другое не менее важное обстоятельство: функционал (1) не может обеспечить получение однозначного решения в силу особенностей этой проблемы - обратной, плохо обусловленной математической задачи.

5. Возможности дальнейшего экспериментального изучения проблемы эквидистантности

Механизм, создающий наблюдаемый эффект, может быть следующий: в данном компаунд-состоянии (нейтронном резонансе) из-за случайных флуктуаций ширины (либо - неслучайного их усиления) может с большой вероятностью возбудиться состояние,

вероятность распада которого на заданный низколежащий уровень достаточно велика.

Соответственно, вышележащие уровни, отстоящие по энергии возбуждения на T , $2T$ и т.д., могут стать промежуточными уровнями усиленных каскадов, если их структура отличается от структуры рассматриваемого уровня на соответствующее число элементарных возбуждений (возможно - фононов), либо слабо влияющих на интенсивность первичных γ -переходов каскадов, либо усиливающих их.

Если это так, то следует ожидать корреляции (и, возможно, - значительные) интенсивностей каскадов, отличающихся по энергии возбуждения промежуточного уровня на величину T в нейтронных резонансах. Отсюда прямо следует, что для дальнейшего поиска предполагаемой эквидистантности положений промежуточных уровней усиленных каскадов необходимо изучение каскадов γ -переходов при захвате нейтронов в различных резонансах одного и того же ядра.

Подобные эксперименты могут быть выполнены на любом источнике резонансных нейтронов с детекторами достаточно большой эффективности, например, 30÷50 % HPGe-детекторами.

6. Заключение

Если наблюдаемая нами эквидистантность энергий возбуждения наиболее сильных каскадов в деформированных ядрах с периодом $T=500\div 800$ кэВ не является случайной, то подобные возбуждения могут быть исследованы экспериментально.

Для этого достаточно изучать каскады из двух γ -переходов между компаунд-состояниями и низколежащими уровнями ядра для многих нейтронных резонансов для максимально широкого круга стабильных ядер-мишеней.

Литература

1. С.Т.Бонева и др. ЭЧАЯ, 22(1991)479.
2. С.Т.Бонева и др. ЭЧАЯ, 22(1991)1431
3. V.A.Khitrov et al. In: "Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy", N.Y.: Plenum Press, 1979, p.655
4. S.T.Boneva et al. Z.Phys. A330(1988)153
5. С.Т.Бонева и др. ЯФ, 53(1989)944
6. Э.В.Васильева и др. ОИЯИ, Р6-93-2, Дубна, 1993
7. Э.В.Васильева и др. ОИЯИ, Р6-93-3, Дубна, 1993
8. M.A.Ali et al. JINR preprint E3-91-428, Dubna, 1992
9. Э.В.Васильева и др. ОИЯИ, Р6-93-4, Дубна, 1993
10. Э.В.Васильева и др. ОИЯИ, Р3-92-245, Дубна, 1992
11. С.Т.Бонева и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1989, т.53, с. 2092
12. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. ЯФ, 26(1977)720
13. R.Piepenbring. In: "Proceedings of the International Conference on Selected Topics in Nuclear Structure", Dubna, June 1989, JINR, D4,6,15-89-638, Dubna, 1989, p.76.
14. Ю.П.Попов и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с. 1830
15. С.Т.Бонева и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1989, т.53, с. 2401
16. Э.В.Васильева и др. ОИЯИ, Р6-85-22, Дубна, 1985.
17. А.А.Богдзель и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1987, т.51, с. 1882
18. С.Т.Бонева и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1988, т.54, с. 1787
19. Ле Хонг Кхьем и др. // Труды 42 международ. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Алма-Ата, 1992, с.71-
20. С.Т.Бонева и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1986, т.50, с. 1832
21. Ю.П.Попов и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с. 891
22. Э.В.Васильева и др. // Изв. АН СССР, сер.физ., 1984, т.48, с. 1907

23. С. Т. Бонева и др. ОИЯИ, Р6-86-493, Дубна, 1986
24. В. А. Бондаренко и др. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т. 55, с. 2091
25. С. Т. Бонева и др. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т. 53, с. 7
26. С. Т. Бонева и др. // Z. Phys. A, 1992, v. A341, p. 155

Принимается подписка на препринты, сообщения Объединенного института ядерных исследований и «Краткие сообщения ОИЯИ».

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

Индекс	Тематика	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	915 р.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	2470 р.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	365 р.
4.	Теоретическая физика низких энергий	735 р.
5.	Математика	460 р.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	275 р.
7.	Физика тяжелых ионов	185 р.
8.	Криогеника	185 р.
9.	Ускорители	460 р.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	560 р.
11.	Вычислительная математика и техника	560 р.
12.	Химия	90 р.
13.	Техника физического эксперимента	720 р.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	460 р.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	460 р.
16.	Дозиметрия и физика защиты	90 р.
17.	Теория конденсированного состояния	365 р.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	90 р.
19.	Биофизика	185 р.
	«Краткие сообщения ОИЯИ» (6 выпусков)	560 р.

Подписка может быть оформлена с любого месяца года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 141980, г. Дубна, Московской области

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1993 года.