

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С343г1
П-58

15/r-78

P3 - 11243

2116/2-78

Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров, Ю.С.Язвический

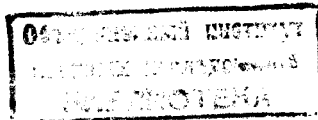
ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КАСКАДОВ
ГАММА-ПЕРЕХОДОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ
ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ В $^{111,113}\text{Cd}$ И ^{149}Sm

1978

РЗ - 11243

Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров, Ю.С.Язвницкий

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КАСКАДОВ
ГАММА-ПЕРЕХОДОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ
ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ В $^{111,113}\text{Cd}$ И ^{149}Sm



Попов Ю.П. и др.

P3 - 11243

Флуктуации интенсивностей каскадов гамма-переходов при резонансном захвате нейтронов в $^{111,113}\text{Cd}$ и ^{149}Sm

Исследован гамма-распад нейтронных s-резонансов ядер-мишеней $^{111,113}\text{Cd}$ и ^{149}Sm путем анализа флуктуаций вероятности заселения низколежащих уровней при распаде резонансов. Экспериментальные данные о флуктуациях интенсивностей вторичных гамма-переходов сравниваются с рассчитанными по статистической теории.

Статистически значимое превышение флуктуаций интенсивности вторичных гамма-переходов над предсказаниями статистической теории обнаружено для компаунд-ядра ^{150}Sm , находящегося в районе максимума нейтронной силовой функции, и не обнаружено для ядер Cd , находящихся в районе ее минимума.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Popov Yu.P. et al.

P3 - 11243

Intensity Fluctuations of Gamma-Transitions at Resonance Neutron Capture in $^{111,113}\text{Cd}$ and ^{149}Sm

An investigation of the gamma-decay of neutron s-resonances of the target nuclei $^{111,113}\text{Cd}$ and ^{149}Sm is carried out by means of the analysis of fluctuations of the probabilities of populating the low-lying levels after the decay of resonances. The experimental data on the intensity fluctuations of secondary gamma-transitions are compared with those calculated in the frame of the statistical theory.

From this point of view of statistics the intensity fluctuations of the secondary gamma-transitions exceed those, predicted by the statistical theory, for the compound nucleus ^{150}Sm in the vicinity of the maximum of the neutron strength function and do not exceed for the nuclei Cd near the minimum of this function.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Долгое время широкий круг экспериментальных данных по взаимодействию резонансных нейтронов с ядрами не без успеха интерпретировался с позиций статистической теории. Однако в последние годы все чаще появляются экспериментальные результаты, не укладывающиеся в рамки предельной статистической теории. Часть из них, для сравнительно легких ($A < 100$) и околомагических ядер, находит свое объяснение /иногда скорее качественное, чем количественное/ как проявление простых типов взаимодействия /см., напр., ¹/2/. Для более тяжелых ядер картина, видимо, сложнее. Поэтому одним из актуальных вопросов современной нейтронной физики являются поиски, изучение и систематизация нестатистических эффектов при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами.

Мы предприняли поиски нестатистических эффектов в реакции (n, γ) путем наблюдения флуктуаций от резонанса к резонансу вероятности заселения низколежащих состояний дочернего ядра. Если вклад прямого гамма-перехода в заселенность этого уровня мал, то участие многих возможных каскадов гамма-переходов в заселении данного состояния естественным образом усредняет флуктуации интенсивностей переходов по отдельным каскадам. Таким образом, удается существенно сузить флуктуации заселенности низколежащих состояний, допускаемые статистической теорией, в частности, по сравнению с распределением Портера-Томаса ¹/2/. Это должно облегчить поиски нестатистических эффектов.

В работе /3/ при изучении флуктуаций от резонанса к резонансу интенсивностей вторичных гамма-переходов составного ядра ^{148}Sm было впервые обнаружено, что экспериментальные флуктуации заметно превышают значения, рассчитанные по моделям статистической теории. Чтобы определить, не является ли этот результат случайным, и попытаться понять причину такого явления, мы решили исследовать этот эффект для других ядер. Нами было выбрано соседнее с исследованным компаунд-ядро ^{150}Sm , находящееся в области максимума силовой функции для s-нейтронов, и два изотопа кадмия /компаунд-ядра ^{112}Cd и ^{114}Cd / в районе ее минимума.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В настоящей работе непосредственно от резонанса к резонансу исследовались флуктуации интенсивностей вторичных гамма-переходов между различными низколежащими состояниями компаунд-ядра, заселяемые каскадными гамма-переходами.

Измерения проводились на реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме. Нейтронные резонансы фиксировались по времени пролета с разрешением 70 нс/м /измерение с ^{149}Sm / и 35 нс/м ($^{111,113}\text{Cd}$). Спектрометрия гамма-лучей осуществлялась с помощью Ge(Li) детектора объемом 83 см³. При измерениях использовались образцы в виде окиси самария-149 толщиной $4,0 \times 10^{-3}$ ат/б. и металлического кадмия естественного изотопного состава толщиной $2,3 \times 10^{-5}$ ат/б. Рециркулирующие нейтроны отфильтровывались кадмиевой пластиной толщиной 1 мм, расположенной в пучке нейтронов перед коллиматорами. Угол между нормалью к поверхности образца и направлением вылета регистрируемых квантов был равен в среднем 30°. Двумерный спектр /время пролета - амплитуда импульса/ записывался на магнитную ленту для последующего получения амплитудных спектров в отдельных резонансах.

Примеры полученных гамма-спектров приведены на рис. 1 и 2. Там же дана схема уровней, для которых

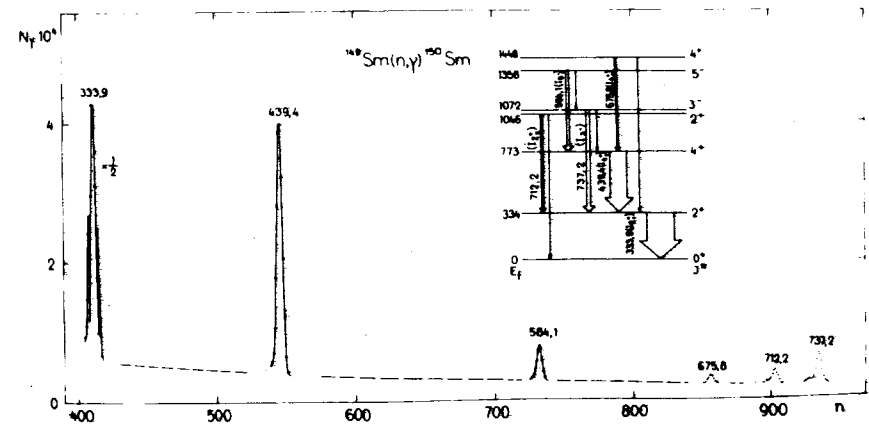


Рис. 1. Участок гамма-спектра, измеренного в резонансе 4,98 эВ в реакции $^{149}\text{Sm}(n, \gamma)^{150}\text{Sm}$ / n - номер канала, N_γ - количество отсчетов в канале/.

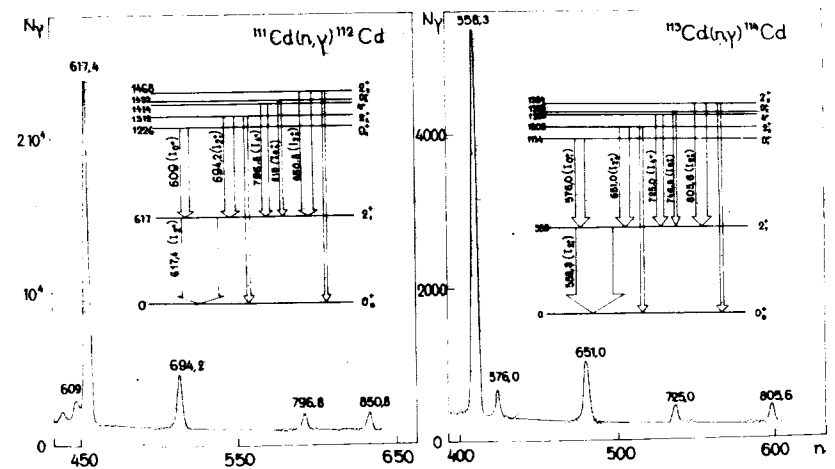


Рис. 2. Участки гамма-спектров, измеренных в резонансах 27,5 и 63,7 эВ в реакции $^{111}\text{Cd}(n, \gamma)^{112}\text{Cd}$ и $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ соответственно / n - номер канала, N_γ - количество отсчетов в канале/.

определялись флуктуации заселенности. Были проанализированы спектры гамма-лучей из временных интервалов, соответствующих 19 резонансам в случае ^{149}Sm и 12 резонансам - ^{111}Cd и ^{113}Cd . Из этих спектров определялись площади наиболее интенсивных вторичных гамма-переходов. Для анализа флуктуаций заселенности использовались 6 гамма-переходов в компаунд-ядрах ^{150}Sm , ^{114}Cd и 5 переходов - в ядре ^{112}Cd . Интенсивности в каждом изучаемом резонансе были исправлены на вклад соседних резонансов с учетом хода функции разрешения по времени пролета и хода сечения захвата.

3. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Для анализа флуктуаций заселенности низколежащих уровней необходимо определить площадь и ее ошибку для каждого пика, соответствующего гамма-переходам с этих уровней. Площадь пика и ее погрешность определялись по параметрам аппроксимирующей кривой, в качестве которой использовалась функция Гаусса с экспоненциальным "хвостом"¹⁴ для описания аппаратной формы гамма-линии, и полиномиальная функция первой или второй степени - для описания подложки под пиками. Параметры аппроксимирующей кривой определялись для каждого анализируемого участка спектра в каждом нейтронном резонансе.

При обработке результатов выяснилось, что величина χ^2 , характеризующая качество подгонки, систематически превышает значение, соответствующее числу степеней свободы f . В таких случаях принято оперировать с полной ошибкой σ_t , получаемой из статистической σ_{st} , как¹⁵:

$$\sigma_t^2 = \frac{\chi^2}{f} \cdot \sigma_{st}^2 \quad /1/$$

Величина систематической ошибки, включенной в полную ошибку σ_t , обусловлена разницей между формами аппроксимирующей кривой и реальной формой аппаратного спектра. В случае одновременных измерений

гамма-спектров в резонансах /как описано выше/ следует ожидать, что аппаратные формы спектров подобны; это должно приводить к сильной корреляции систематических ошибок площадей одних и тех же пиков в разных резонансах. Можно показать, что в случае полной корреляции систематических ошибок справедливо выражение:

$$M(\chi^2) = a + \beta \sum N_{\gamma} \quad /2/$$

Здесь a и β - положительные константы, а $\sum N_{\gamma}$ - сумма числа импульсов на аппроксимированном участке спектра. Пример такой зависимости приведен на *рис. 3*. Видно, что экспериментальные данные можно описать линейной зависимостью.

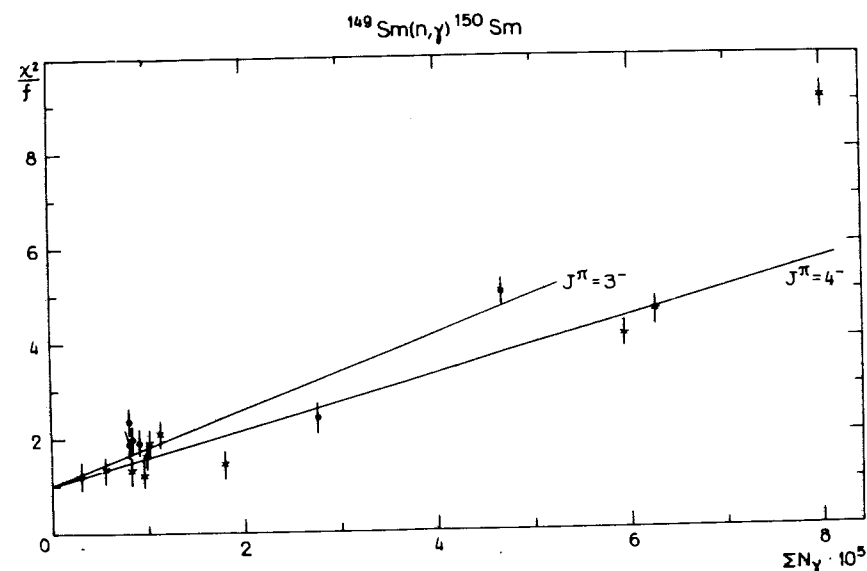


Рис. 3. Пример зависимости критерия качества подгонки спектра χ^2/f от площади $\sum N_{\gamma}$ участка измеренного гамма-спектра, содержащего пик 333,9 кэВ для резонансов ^{149}Sm .

Определим дисперсию разности отношений интенсивностей j -той пары гамма-переходов для резонансов номер i и номер $i+1$, как:

$$M[(R_{i+1} - R_i)_j]^2 = (\sigma_{st\ i+1}^2 + \sigma_{st\ i}^2 + 2\sigma_{p-T\ j}^2) \quad /3/$$

Здесь σ_{st}^2 - дисперсия отношения площадей пиков R , определяемая статистическими погрешностями параметров аппроксимирующей кривой, а σ_{p-T}^2 - экспериментальная дисперсия отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов, обусловленная флуктуациями ширины первичных гамма-переходов.

Определение величины σ_{p-T}^2 производилось методом максимального правдоподобия. В качестве функции правдоподобия использовалось многомерное нормальное распределение ^{/6/}:

$$L_j = \text{const} \exp\left[-\frac{1}{2}(\vec{\Delta R}^T B^{-1} \vec{\Delta R})_j\right] (\det B_j)^{-1/2} \quad /4/$$

Здесь $\vec{\Delta R}$ - вектор-столбец, $N-1$ - компоненты которого определены соотношением $\Delta R_{ij} = (R_{i+1} - R_i)_j$, а B - ковариационная матрица, элементы которой равны математическому ожиданию произведения $(\vec{\Delta R} \vec{\Delta R}^T)$, выраженному через дисперсию σ_{p-T}^2 и дисперсии σ_{st}^2 для соответствующих резонансов, N - число резонансов. Погрешность величины σ_{p-T} определялась методом Монте-Карло - генерированием случайных наборов, соответствующих выражению /3/, и определением ошибки $\Delta\sigma_{p-T}$ из полученного с использованием /4/ набора случайных моделированных значений $\vec{\sigma}_{p-T}$.

4. РАСЧЕТ ВЕЛИЧИНЫ ФЛУКТУАЦИЙ ОТНОШЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ВТОРИЧНЫХ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ

Методика расчета заселенности низколежащих уровней и дисперсии отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов, основанная на моделировании распада компаунд-состояний в предположении применимости статистической теории, детально описана в работах ^{/3,7/}.

Основная неопределенность такого расчета связана с необходимостью использовать конкретные модели для описания процесса распада компаунд-ядра. В данной работе экспериментальные результаты сравниваются с расчетами, использующими следующие простые модели для описания:

I. Плотности уровней ниже энергии связи нейтрона: ^{8,9/}:

- “Ф” - модель ферми-газа;
- “И” - испарительная модель.

II. Энергетической зависимости парциальных гамма-ширин ^{8/}:

- “В” - модель Вайскопфа для всех использованных в расчете мультипольностей гамма-переходов,
- “Г” - гигантский электрический дипольный резонанс /ГЭДР/ для $E1$ -переходов и модель Вайскопфа для $M1$ -и $E2$ -переходов.

Относительная нормировка интенсивностей переходов разной мультипольности для компаунд-ядра ^{150}Sm осуществлялась по экспериментальным соотношениям интенсивностей переходов этих мультипольностей ^{/10/} в области энергии переходов $E_\gamma = 6,6 \div 7,2 \text{ МэВ}$; для компаунд-ядра ^{114}Cd - по данным работы ^{/11/} для области энергий переходов $E_\gamma = 6,6 \div 9 \text{ МэВ}$.

В диапазонах энергий возбуждения ниже $2,3 \text{ МэВ}$ для ^{150}Sm и $2,9 \text{ МэВ}$ для ^{114}Cd использовалась экспериментальная схема ^{/12/} уровней и экспериментальные вероятности гамма-переходов между этими уровнями. Параметры, определяющие плотность уровней в модели ферми-газа, взяты из работы ^{8/}. В этой же работе приводятся данные расчетов, позволяющие оценить ширину гигантского электрического дипольного резонанса по полиым гамма-ширинам нейтронных резонансов. Энергия ГЭДР определялась по выражению ^{8/}:

$$E_R = 163 (NZ)^{1/2} A^{-4/3} \text{ МэВ. } \gamma$$

Параметры испарительной модели для самария взяты из работы ^{/3/} для ^{114}Cd приняты следующие значения: $T_0 = 0,74 \text{ МэВ}$, $E_0 = -0,13 \text{ МэВ}$. Поскольку расстояние между резонансами, энергия связи нейтрона и схемы

низколежащих уровней для ^{112}Cd и ^{114}Cd приблизительно совпадают, то и расчетные значения относительных флуктуаций $(\sigma_{p-T} \langle R \rangle)_j$ для ^{112}Cd приняты такими же, как и для соответствующих уровней компаунд-ядра ^{114}Cd .

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Чтобы убедиться в отсутствии систематических ошибок, которые могли исказить результат, методика эксперимента была промоделирована в одинаковых условиях на радиоактивных источниках ^{22}Na , ^{60}Co , ^{40}K , ^{137}Cs . Число спектров и интенсивности пиков приблизительно соответствовали экспериментальным условиям измерений на самарии. По полученным величинам отношений интенсивностей гамма-линий и их статистическим ошибкам σ_{st} с использованием принятой функции правдоподобия $L/4$ вычислялась величина, определенная выше как $\sigma_{p-T,j}$. Усредненное по 15 возможным комбинациям отношений интенсивностей значение относительных экспериментальных флуктуаций $\langle (\sigma_{p-T} \langle R \rangle)_j \rangle$ равно $0,12 \pm 0,10\%$, что совместимо с истинным значением, равным нулю.

5.1. Изотопы кадмия

Примеры экспериментальных отношений интенсивностей гамма-переходов приведены на рис. 4,5. Горизонтальные линии на рисунках соответствуют значениям $R = \langle R \rangle \pm \sigma_{p-T}$, где $\langle R \rangle$ - среднее экспериментальное значение отношения, определенное по резонансам с хорошо известным спином, а σ_{p-T} взято из расчетов по статистической теории /модели ГЭДР и ферми-газа/. Согласно этим расчетам, подтвержденным экспериментом, разность средних отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов для резонансов разного спина в большинстве случаев существенно превышает значение величины их флуктуаций. Поэтому большое откло-

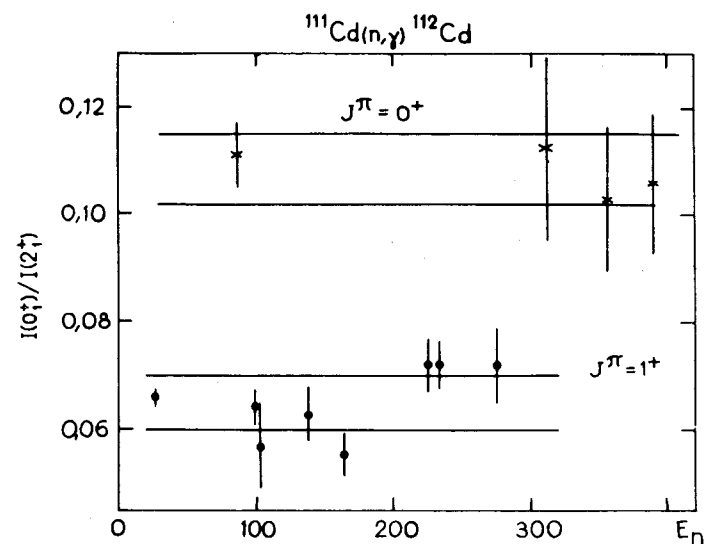


Рис. 4. Величина $R_{ij} = I(0_1^+)/I(2_1^+)$ в зависимости от энергии резонансов /реакция $^{111}\text{Cd}(n, \gamma) ^{112}\text{Cd}$ /, E_n - в эВ/.

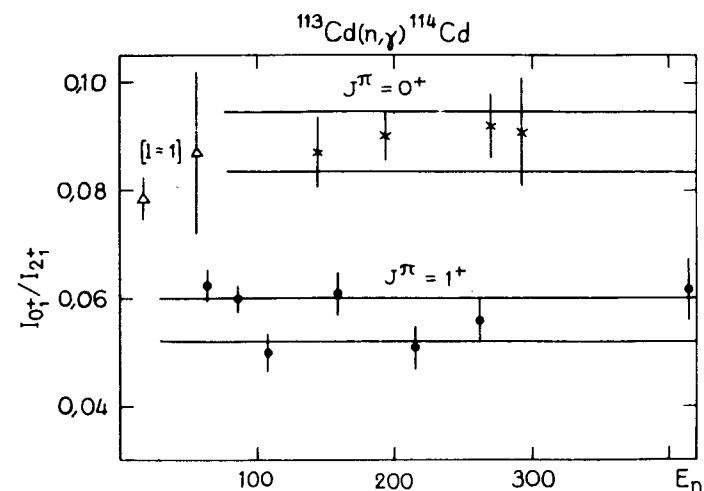


Рис. 5. Величина $R_{ij} = I(0_1^+)/I(2_1^+)$ в зависимости от энергии резонансов /реакция $^{113}\text{Cd}(n, \gamma) ^{114}\text{Cd}$ /, E_n - в эВ/.

нение отношения R_{ij} для данного резонанса от среднего, определенного по другим резонансам с хорошо известными спинами, может быть следствием того, что этот резонанс имеет другие значения спина, четности или является дублетом. В нашем случае такой эффект наблюдается для двух резонансов кадмия-113 /с $E_0 = 18,3$ и $56,1$ эВ/. Если предположить, что эти резонансы имеют спины $J=1$ и $J=0$ соответственно /как установлено в ^{13/ / и положительную четность, то вероятность случайного отклонения от среднего, определенного по другим резонансам с $J^\pi=1^+$ и $J^\pi=0^+$ для некоторых пар отношений окажется очень малой /см. табл. 1/. Заметим, что эти резонансы имеют достаточно малую приведенную нейтронную ширину ^{14/; возможно, что это - p-резонансы.}}

Средневзвешенные относительные $\langle \sigma_{p-T} / \langle R \rangle \rangle$ экспериментальные и расчетные флуктуаций интенсивностей вторичных гамма-переходов приведены в табл. 2.

Из результатов наших измерений следует, что статистическая теория в пределах точности эксперимента удовлетворительно предсказывает значение флуктуаций для резонансов кадмия с $J^\pi=1^+$, но статистическая точность эксперимента не позволяет сделать заключения о том, какая модель распада компаунд-состояний лучше описывает процесс распада для этих ядер.

Получить какие-либо сведения о применимости статистической теории к распаду компаунд-состояний кадмия-113 с $J^\pi=0^+$ не удастся из-за плохой статистической точности и малого количества резонансов данного спина.

Заметим также, что включение резонансов с $E_0 = 18,3$ и $56,1$ эВ в обрабатываемые наборы существенно изменяет экспериментальные результаты /см. табл. 2/. Это - дополнительное подтверждение их особой природы по сравнению с s-резонансами.

5.2. Самарий-149

Примеры измеренных отношений интенсивностей гамма-переходов в компаунд-ядре ¹⁵⁰Sm приведены на

Таблица 1
Отношение интенсивностей вторичных гамма-переходов резонансного захвата в кадмии-113

J^π	$\frac{I(2\frac{1}{2})}{I(2\frac{1}{2})}$	$\frac{I(0\frac{1}{2})}{I(2\frac{1}{2})}$	$\frac{I(4^+)}{I(2\frac{1}{2})}$	$\frac{I(0\frac{1}{2})}{I(2\frac{1}{2})}$	$\frac{I(2\frac{1}{2})}{I(2\frac{1}{2})}$	Примечание
1^+	0,199(4)	0,057(2)	0,060(3)	0,021(2)	0,076(2)	Экспериментальное среднее
0^+	0,184(6)	0,091(5)	0,022(3)	0,018(3)	0,061(5)	
(3^-)	0,179(5)	0,061(4)	0,063(11)	0,025(5)	0,093(4)	$E_0 = 18,3$ эВ
(1^+)	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-7}	0,04	0,46	$2 \cdot 10^{-4}$	Вероятность случайного отклонения
(3^-)	0,286(21)	0,069(17)	0,079(17)	0,032(16)	0,069(17)	$E_0 = 56,1$ эВ
(0^+)	$3 \cdot 10^{-6}$	0,93	$3 \cdot 10^{-3}$	0,39	0,5	Вероятность случайного отклонения

Таблица 2

Средние относительные флуктуации $\langle \sigma_{P-T} / R \rangle$ отношений интенсивностей вторичных гамма-переходов для s-резонансов ядер ^{149}Sm и $^{111, 113}\text{Cd}$ /в %/

J^π	Расчет, модели;				Эксперимент	Компаунд-ядро
	$\Phi+\Gamma$	$\text{И}+\Gamma$	$\Phi+\text{В}$	$\text{И}+\text{В}$		
4^-	1,37	0,69	0,67	0,44	$2,42 \pm 0,33$	^{150}Sm
3^-	2,81	1,52	1,08	0,68	$3,69 \pm 0,54$	
Γ^+	4,7	4,1	2,2	2,0	$2,6 \pm 1,3$ $7,80 \pm 0,87^a)$	^{114}Cd
0^+	6,8	6,0	3,5	4,1	$-1,3 \pm 2,1$ $14,1 \pm 1,8^b)$	
Γ^+	4,4	3,9	2,1	1,8	$3,2 \pm 1,2$	^{112}Cd

а/ Включен резонанс с $E_0 = 18,3$ эВ.
б/ Включен резонанс с $E_0 = 56,1$ эВ.

рис. 6. Горизонтальные коридоры так же, как и на рис. 4,5, соответствуют флуктуациям, ожидаемым по моделям ГЭДР и ферми-газа и приведенным к экспериментальному среднему $\langle R \rangle$.

При определении экспериментальных флуктуаций из набора исключены резонансы с $E_0 = 8,9; 14,9$ и $24,8$ эВ. Первые два, по данным работ ^{15,16} являются дублетами; резонанс $E_0 = 24,8$ эВ с $J=4$ плохо разрешен относительно резонанса с $E_0 = 25,1$ эВ, имеющего спин $J=3$.

Сравнивая экспериментальные и теоретические оценки относительных флуктуаций, приведенные в табл. 2, можно сделать заключение о наличии статистически

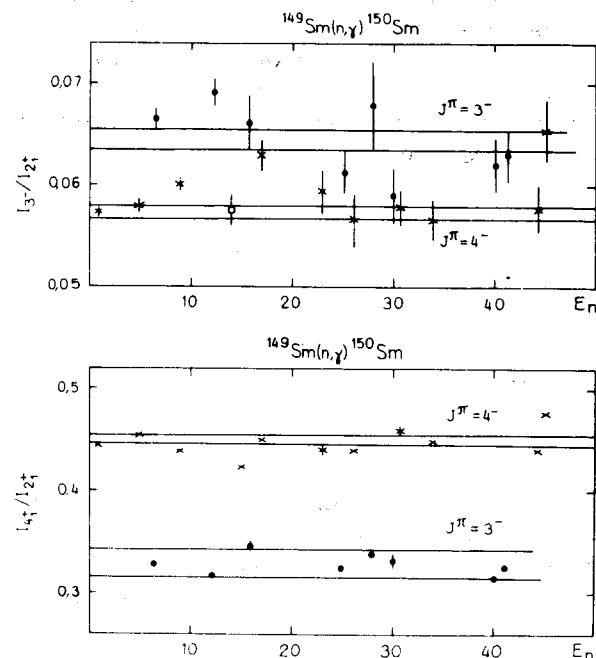


Рис. 6. Величины $R_{3-} = I(4_1^-)/I(2_1^+)$ и $R_{4-} = I(3^-)/I(2_1^+)$ в зависимости от энергии резонансов /реакция $^{149}\text{Sm}(n, \gamma)^{150}\text{Sm}$ /, / E_n - в эВ/.

значимого превышения экспериментальных флуктуаций в компаунд-ядре ^{150}Sm над предсказаниями статистической теории.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами обнаружено статистически значимое превышение флуктуаций заселенности низколежащих уровней при резонансном захвате нейтронов в ^{149}Sm ; в то же время в пределах точности эксперимента превышения флуктуаций для ядер кадмия, находящихся в районе минимума S_0 , не обнаружено.

Эффект усиления флуктуаций заселенности низколежащих уровней, обнаруженный для ядер, находящихся в районе максимума S_0 , можно объяснить наличием хотя бы одного из следующих факторов:

1. Существованием положительной корреляции между парциальными гамма-ширинами первичных переходов из компаунд-состояния на нижележащие уровни.

2. Тем, что в области максимума силовой функции для S -нейтронов увеличенный вклад в компоненты волновых функций компаунд-состояний должны давать соответствующие одночастичные состояния, расположенные /при максимуме S_0 / вблизи энергии связи нейтрона¹⁷⁷. Это может приводить: а/ к усилению гамма-каскадов через состояния, по которым фрагментировано указанное одночастичное состояние, т.е. к уменьшению числа возможных путей гамма-распада и большей флуктуации заселения определенных нижних состояний; б/ к усилению гамма-переходов типа $M1$ и $E2$, поскольку только эти переходы могут происходить между состояниями с одной четностью, определяемой четностью одночастичного состояния.

Усиление флуктуаций заселенности низколежащих уровней, обнаруженное для компаунд-ядер $^{148}\text{Sm}^{3/}$ и $^{176,177}\text{Lu}^{7/}$ также может быть объяснено этими факторами.

Авторы выражают благодарность Э.В.Васильевой за изготовление детектора высокой эффективности и Н.С.Мелиховой за помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mughabghab S.F. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. RCN. Petten, Netherlands, 1975, p.53.
2. Porter C.F., Thomas R.G. Phys. Rev., 1956, 104, p.483.
3. Алдея Л. и др. ОИЯИ, P3-7885, Дубна, 1974.
4. Katou T. Nucl. Instr. & Meth., 1975, v.124, p.257.
5. Александров Л. ОИЯИ, P5-7259, Дубна, 1973.
6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. "Наука", М., 1968.
7. Алдея Л. и др. ОИЯИ, P3-10012, Дубна, 1976.

8. Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. Ядерные константы. В7 /приложение 2/, ЦНИИ Атоминформ, М., 1971.
9. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып. 4, с.832.
10. Buss D.J., Smither R.K. Phys. Rev., 1970, 2С, p.1513.
11. Egidy T.V., Kaiser W. Z.Physik, 1967, B201, p.378.
12. Nuclear Data Tables, 1968, v. 5, N1-2.
13. Каржавина Э.Н., Ким Сек Су, Попов А.Б. ОИЯИ, P3-6948, Дубна, 1973.
14. Neutron Cross Sections, 3rd Ed., 1973, v.1, BNL-325.
15. Балабанов Н.П. и др. ОИЯИ, P3-8653, Дубна, 1975.
16. Becvar F., Chrien R.E., Wasson O.A. BNL-18941 /1974/.
17. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып. 4, с.770.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 января 1978 года.