

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ43ГЗ

А-457

РЗ - 7885

3009/2-74

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Гуинх Тхьонг Хьеп,
С.Поспишил, С.А.Тележников

АНАЛИЗ ВТОРИЧНЫХ ГАММА-КВАНТОВ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПОСЛЕ ЗАХВАТА
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

¹⁴⁷Sm

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

РЗ - 7885

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Гуинх Тхыонг Хьеп,
С.Поспишил, С.А.Тележников

АНАЛИЗ ВТОРИЧНЫХ ГАММА-КВАНТОВ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПОСЛЕ ЗАХВАТА
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

147 Sm

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Алдея Л., Бечварж Ф., Гуинх Тхьонг Хьеп,
Поспишил С., Тележников С.А.

P3 - 7885

Анализ вторичных гамма-квантов, испускаемых после захвата резонансных нейтронов ядрами ^{147}Sm

Приводится методика расчетов по статистической модели заселенностей нижних уровней ядер и дается сравнение расчетов с экспериментальными данными, полученными на ядре ^{148}Sm после захвата резонансных нейтронов ядрами ^{147}Sm .

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Aldea L., Bečvář F., Huynh Thuong Hiep,
Pospíšil S., Telezhnikov S.A.

P3 - 7885

Analysis of Secondary Gamma-Rays Following
Resonance Neutron Capture in ^{147}Sm

Populations of low-lying nuclear levels are treated in a frame of the statistical model. Calculations are presented for the case of the resonance neutron capture in ^{147}Sm nuclei and a comparison with the experimental data is given.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

Введение

Для ряда ядер обнаружено, что отношение интенсивностей вторичных гамма-переходов, испускаемых при распаде низколежащих уровней составного ядра после захвата резонансных нейтронов, зависит от спина резонанса /1/.

Основной целью настоящей работы является попытка количественного описания этого эффекта в рамках статистической модели и применение такого описания к экспериментальным данным из реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$. Подход, использованный для этой цели, позволил также анализировать статистические свойства флуктуаций интенсивностей вторичных гамма-переходов.

Экспериментальные результаты

На реакторе ИБР-30 методом времени пролета в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$ были измерены относительные интенсивности трех мягких гамма-переходов 550,3; 611,4 и 630,0 кэВ, соответствующих распаду уровней 550,3; 1161,7 и 1180,3 кэВ со спинами 2^+ , 3^- и 4^+ .

На рис. 1 показан временной спектр чистой /т.е. после вычета фона/ линии 550,3 кэВ, а на рис. 2 - типичные спектры гамма-лучей, полученные из резонансов 3,4 эВ / $J^\pi = 3^-$ / и 18,3 эВ / $J^\pi = 4^-$ / . Видно, что отношение интенсивности перехода 630,0 кэВ к интенсивности одного из переходов 550,3 или 611,4 кэВ различно для этих двух резонансов. Из-за конечного временного разрешения каждый резонанс содержит вклад других

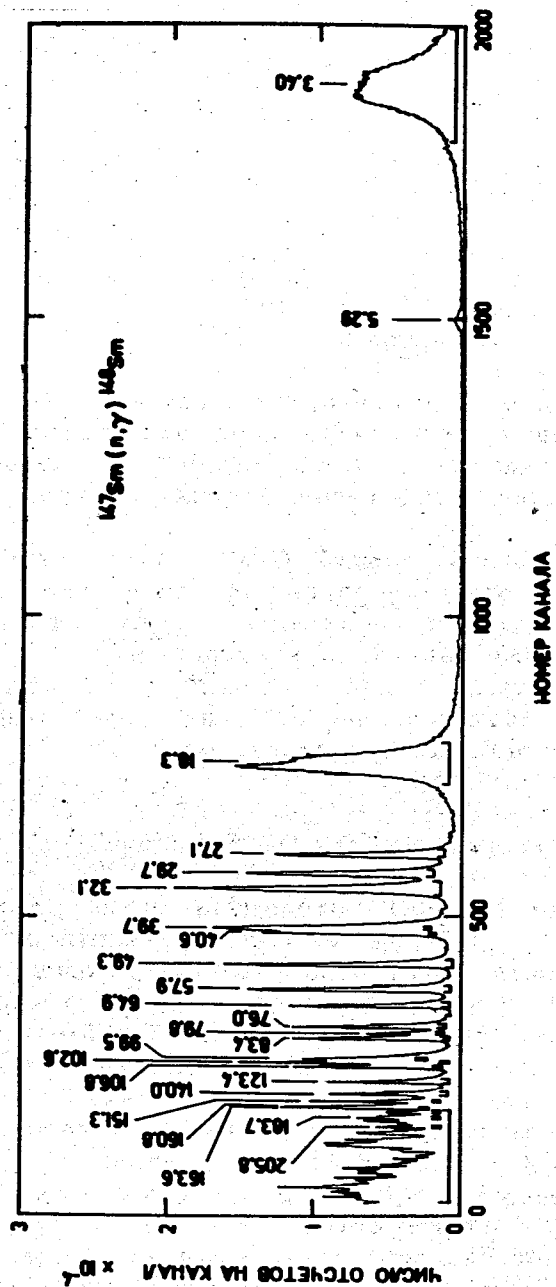


Рис. 1. Зависимость площади чистой линии 550,3 кэВ от времени пролета нейтронов в реакции 147Sm(n,γ)148Sm.

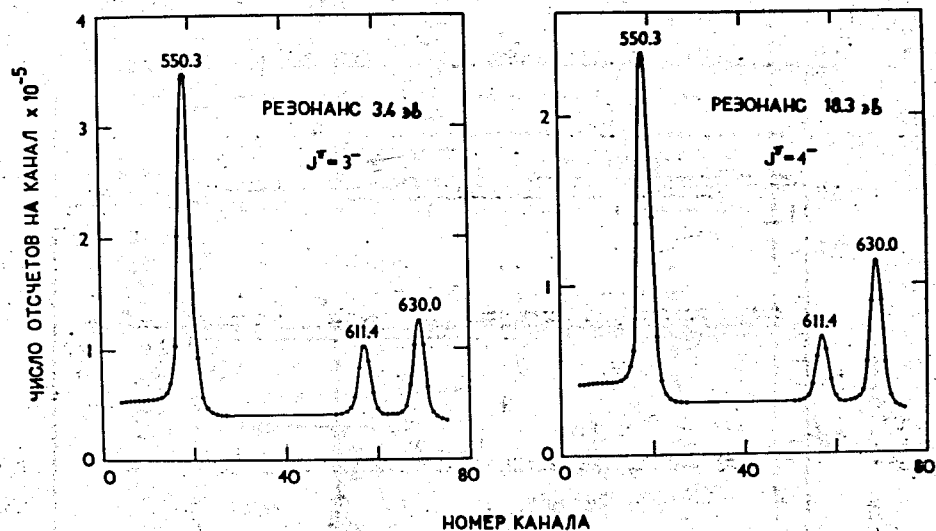


Рис. 2. Участки гамма-спектров с 500 кэВ < E_γ < 650 кэВ из резонансов 3,4 эВ со спином 3⁻ и 18,3 эВ со спином 4⁻.

резонансов, и этот эффект влияет на отношение интенсивностей. Поэтому в экспериментальные результаты внесены поправки с учетом истинного хода функции разрешения. На рис. 3 приводятся отношения интенсивностей $J(630,0)/J(550,3)$ для всех резонансов до 163,6 эВ. Видно, что эти отношения в хорошо изолированных резонансах /темные точки на рис. 3/ группируются около двух значений. Если использовать данные о спинах резонансов, полученные с помощью первичных гамма-переходов в работе /2/, можно заключить, что группировка отношений интенсивностей связана со спином резонансов. Используя эту гипотезу, мы определили спины остальных резонансов /табл. 1/.

Отношения интенсивностей в резонансах 64,9 и 79,8 эВ даже после поправки на конечное разрешение не укладываются ни в одну группу /рис. 3/. Возможно, что резонанс 64,9 эВ является дублетом. По результатам данной работы он оказывается ближе к группе

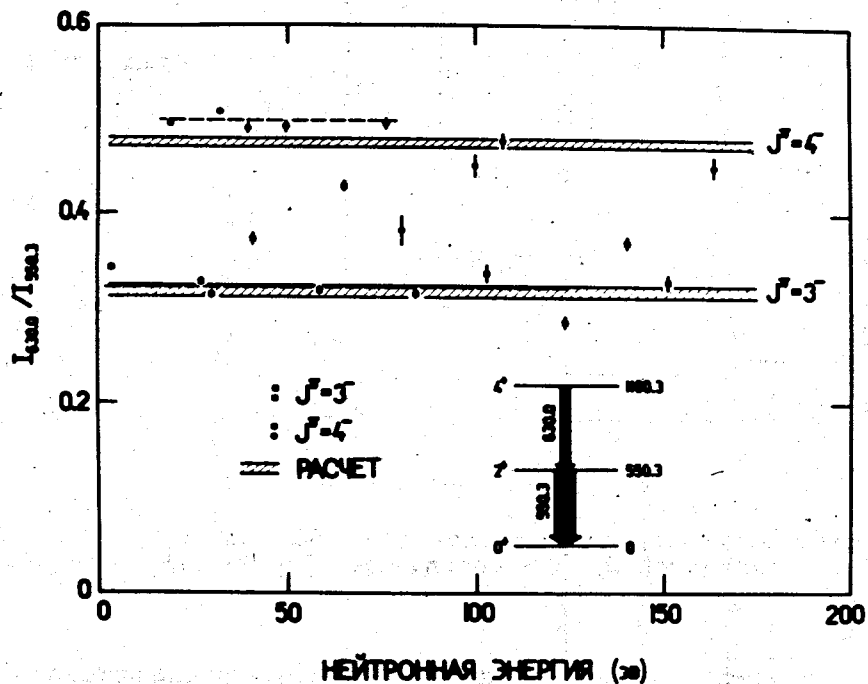


Рис. 3. Отношение интенсивностей переходов 630,0 и 550,3 кэВ для разных резонансов. Темные точки обозначают хорошо изолированные резонансы. На рисунке нанесены коридоры, ограниченные величинами $\langle R_\lambda \rangle_\lambda + \sigma_R$ и $\langle R_\lambda \rangle_\lambda - \sigma_R$, где $\langle R_\lambda \rangle_\lambda$ и σ_R рассчитаны по формулам /3/ и /4/.

со спином 4^- , в то время как в жестком спектре /2/ явно видно несколько сильных переходов на низколежащие уровни со спином 2^+ , что говорит в пользу предположения, что спин этого резонанса равен 3^- .

Для количественной оценки флуктуаций отношений интенсивностей внутри групп были вычислены величины χ^2 -отклонений экспериментальных точек от соответствующих средних значений. Рассчитанные отклонения χ^2/ν /где ν - число степеней свободы/ для хорошо изолированных резонансов в большинстве случаев значительно

Таблица I.
Спины нейтронных резонансов в реакции $^{147}\text{Sm}(n,\gamma)^{148}\text{Sm}$.

$E_{\text{рез}}$ (эВ)	Спины резонанса	
	Из первичных γ -переходов ^{*)}	Из вторичных γ -переходов
3,40	3	3
18,3	4	4
27,1	3	3
29,7	3	3
32,1	4	4
39,7	4	4
40,6	3	3
49,3	(4)	4
57,9	3	3
64,9	3	(4)
76,0	4	4
79,8	(4)	(3)
83,4	3	3
99,5	(4)	4
102,8	(3)	3
106,8	(4)	4
123,4	3	3
140,0	3	3
151,3	3	3
163,6	4	4

*) Из работы Д.Алдея и др. /2/.

больше единицы, что указывает на существование неучтенных флуктуаций. Одним из их возможных источников могут быть флуктуации заселенностей низколежащих уровней в результате флуктуаций Портера-Томаса /3/ первичных гамма-переходов.

Расчет заселенностей низколежащих уровней

Чтобы оценить, на сколько флуктуации первичных гамма-квантов могут объяснять флуктуации мягких пе-

реходов, на основе статистической модели были проведены расчеты. Получены заселенности низколежащих уровней, их отношения, дисперсии отношений, спектр гамма-квантов. Расчеты сравнивались с экспериментальными данными.

Заселенность низколежащих уровней можно выразить как:

$$p_f^\lambda = \frac{1}{\Gamma_\gamma^\lambda} \sum_{f'} \Gamma_{\gamma f'}^\lambda b_{ff'} \quad /1/$$

где Γ_γ^λ - полная гамма-ширина резонанса λ , $\Gamma_{\gamma f'}^\lambda$ - парциальная гамма-ширина перехода из резонанса λ на уровень f' ,

$b_{ff'}$ - вероятность заселения уровня f через все возможные гамма-каскады, начинающиеся с f' . Так как ожидается, что парциальные ширины $\Gamma_{\gamma f'}^\lambda$ некоррелированы по λ и распределены по известному закону Портера-Томаса /3/, то получение величины $b_{ff'}$ позволяет

рассчитать усредненные заселенности $\langle p_f^\lambda \rangle_\lambda$ и дисперсии $\sigma_{p_f}^2$ заселенностей p_f по отношению к индексу λ . В таких условиях дисперсия выражается как:

$$\sigma_{p_f}^2 = \frac{1}{\Gamma_\gamma^2} \sum_{f'} b_{ff'}^2 \sigma_{\Gamma_{\gamma f'}}^2 \quad /2/$$

где $\sigma_{\Gamma_{\gamma f'}}^2$ - портер-томасовская дисперсия парциальных гамма-ширин.

Определим отношение R_λ заселенностей двух уровней f и g как

$$R_\lambda = p_f^\lambda / p_g^\lambda \quad /3/$$

Нас интересует среднее значение $\langle R_\lambda \rangle_\lambda$ и дисперсия σ_R^2 величины R_λ для фиксированного значения спина резонанса J_λ . Так как заселенности p_f^λ и p_g^λ статистически зависимы из-за общего члена $\Gamma_{\gamma f'}^\lambda$, входящего в выражение /1/, дисперсия σ_R^2 выражается как:

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\partial R_\lambda}{\partial p_f^\lambda} \right)^2 \sigma_{p_f}^2 + \left(\frac{\partial R_\lambda}{\partial p_g^\lambda} \right)^2 \sigma_{p_g}^2 + 2 \frac{\partial R_\lambda}{\partial p_g^\lambda} \frac{\partial R_\lambda}{\partial p_f^\lambda} \text{corr}(p_f^\lambda; p_g^\lambda) \quad /4/$$

где

$$\text{corr}(p_g^\lambda, p_f^\lambda) = \langle p_f^\lambda p_g^\lambda \rangle_\lambda - \langle p_f^\lambda \rangle_\lambda \langle p_g^\lambda \rangle_\lambda \quad /5/$$

В нашей работе для определения величин $\langle R_\lambda \rangle_\lambda$ и σ_R^2 проводились расчеты матриц $b_{ff'}$. Использовался метод последовательной разрядки состояний через все возможные каскады, предложенный Т. фон Эгиди. Уровни ядра-продукта были разбиты на две группы: нижнюю, где использовалась известная схема уровней, и верхнюю, где считалось, что плотность уровней описывается как:

$$\rho(E, J, \pi) = C_J \exp(E/T_0) \quad /6/$$

где E - энергия возбуждения, T_0 - температура ядра,

$$C_J = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \frac{1}{T_0} \exp\left[-\left(\frac{(2J+1)^2}{8\sigma^2} + \frac{E_0}{T_0}\right)\right] \quad /7/$$

в предположении, что плотность уровней ρ не зависит от четности π , и σ - фактор обрезания спина. E_0 и T_0 выбираются так, чтобы при помощи формулы /6/ получить экспериментальную плотность вблизи энергии связи нейтрона и в области перехода между нижней и верхней группами уровней.

Вероятность перехода P_L между разными уровнями ядра-продукта зависит от мультипольности перехода L и от энергии гамма-квантов E_γ . Было сделано два варианта расчетов. В первом использовалась зависимость, предложенная Вейскопфом: /18/

$$P_L \sim E_\gamma^{2L+1} \quad /8/$$

для всех мультипольностей. Во втором варианте использовалась такая же зависимость для всех мультипольностей, кроме $E1$, для которой принималась зависимость по модели гигантского резонанса /14/

$$P_{E1} \sim A E^4 \frac{\Gamma_{GR}^2}{\gamma (E_{GR}^2 - E^2)^2 + \Gamma_{GR}^2 E^2}, \quad /9/$$

где $E_{GR} \approx 80/A^{1/3}$, A - массовое число, Γ_{GR} - ширина гигантского резонанса, которая во всех расчетах принималась равной $5,0$ МэВ.

Методика расчетов была проверена на ядре-продукте ^{150}Sm , для которого существуют необходимые экспериментальные данные как из теплового захвата /5, 8, 9/, так и из резонансного /6, 7/. В работе /7/ получено абсолютное значение усредненной парциальной радиационной ширины $E1$ -перехода на уровень 4^+ с энергией $773,3$ кэВ. Это значение использовалось для абсолютизации формул /8/ и /9/ для $E1$ -переходов. Из работы /6/ также известны отношения интенсивностей $E1$ к $M1$ и $E1$ к $E2$, которые мы использовали в диапазоне от $6,7$ до $7,0$ МэВ для абсолютизации формулы /8/ для $M1$ и $E2$ -переходов. Другие мультипольности в расчеты не были включены. В результате получены заселенности низколежащих уровней ядра ^{150}Sm при захвате нейтрона в резонансах со спином 4^- . Так как каждый из уровней $333,9$; $773,3$ и $1071,4$ кэВ разряжается только одним интенсивным переходом, рассчитанные заселенности этих уровней можно сравнивать с известными интенсивностями соответствующих переходов после захвата тепловых нейтронов /спин теплового захватного состояния ^{150}Sm равен 4^- /. Результаты приведены в табл. 2.

По-видимому, разногласия между экспериментальными заселенностями в работах /5/ и /8/ можно объяснить тем, что в работе /8/ использовалась величина теплового сечения для ^{149}Sm , равная 64000 барн, а в работе /5/ - 40800 барн, которая близка к значению 41000 ± 2000 барн, рекомендуемому в работе /17/. Несмотря на значительное расхождение экспериментальных интен-

Таблица П.

Заселенности низколежащих уровней в реакции $^{149}\text{Sm}(n, \gamma)^{150}\text{Sm}$ после захвата тепловых нейтронов. Для расчета использовались следующие значения параметров: $B = 5,0$ (согласно работе /16/), $E_0 = -0,080$ МэВ и $T_0 = 0,581$ МэВ. Приведены также значения для полной радиационной ширины Γ_{γ} .

	Энергия уровня (кэВ), J^{π}			Γ_{γ} (эВ)	Примечание
	333,9 2^+	773,3 4^+	1071,4 3^-		
Расчет	99%	54%	19%	0,166	по формуле (8)
	89%	55%	13%	0,050	$E1$ по формуле (9)
Эксперимент	82%	54%	14%	-	из работы /5/
	$60,9 \pm 3,0\%$	$35,7 \pm 1,6\%$	$7,1 \pm 0,5\%$	-	из работы /8/
	83,26%	45,79%	9,67%	-	из работы /9/
				0,059	из работы /17/.

сивностей, из разных работ видно, что зависимость типа /9/ для переходов $E1$ дает лучшее согласие с экспериментальными интенсивностями, чем зависимость /8/. Более сильный аргумент в пользу зависимости /9/ вытекает из сравнения рассчитанной полной радиационной ширины с ее экспериментальным значением.

Следует отметить, что по результатам наших расчетов использование зависимости /9/ приводит к тому, что интенсивности первичных $M1$ -переходов при энергиях $E_{\gamma} < 1,5$ МэВ превышают интенсивности $E1$ -переходов. К такому же выводу приходят авторы работы /13/ на основе экспериментальных данных из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha \gamma)^{140}\text{Ce}$. Полученные результаты на ядре ^{150}Sm показывают, что

данный метод расчетов позволяет описать полную гамма-ширину и заселенности низколежащих уровней.

Используя эту методику, мы провели расчеты для ядра ^{148}Sm , целью которых было получение величин $\langle R_\lambda \rangle_\lambda$ и σ_R^2 для резонансов разных спинов и для разных пар конечных состояний f и g . Так как для ядра ^{148}Sm не было данных по абсолютным значениям средней интенсивности E_1 -переходов, то не было возможности рассчитать полную радиационную ширину и сравнить ее с экспериментальными данными. Однако для расчетов заселенностей и их флуктуаций абсолютизации формул /8/ и /9/ не требуется.

Если представить силовую функцию E_1 -переходов выражением $\frac{\Gamma}{D} = k E_\gamma^5 A^{8/3}$, которое является экстраполяцией формулы /9/ для $6 \text{ МэВ} < E_\gamma < 8 \text{ МэВ}^{15/}$, то, зная абсолютные значения интенсивностей переходов, можно рассчитать величину k и сравнить ее с существующими данными. Для этого в случае ядра ^{148}Sm абсолютизация формулы /9/ была сделана косвенным образом так, чтобы рассчитанная Γ_γ была близка к ее экспериментальному значению /17/. Отсюда получено $k = 1,23 \cdot 10^{-15} \text{ МэВ}^{-5}$. Для ядра ^{150}Sm из абсолютных интенсивностей получено $k = 2,28 \cdot 10^{-15} \text{ МэВ}^{-5}$. Обе эти величины не согласуются с данными по фото-ядерным реакциям /15/, где получено $k = 6,1 \cdot 10^{-15} \text{ МэВ}^{-5}$.

Были получены зависимости величины $b_{ff'}$ от энергии возбуждения $E_{f'}$ уровня f' , которые показаны на рис. 4. Приведены кривые для трех уровней f с возбуждениями 550,3; 1161,7 и 1180,3 кэВ для спинов $J_{f'}$, равных $J_\lambda - 1$, J_λ и $J_\lambda + 1$ и для четности $\pi_{f'} = -\pi_\lambda$. Полученные с помощью выражения /1/ и /2/ величины $\langle R_\lambda \rangle_\lambda$ и $\sigma_{Rf} / \langle R_\lambda \rangle_\lambda$ приведены в табл. 3.

Расчеты были сделаны для $\sigma = 5,0$ и $\sigma = 3,5$. Оказалось, что результаты слабо зависят от σ , поэтому в таблице приведены только результаты, полученные с $\sigma = 5,0$ /это значение следует из работы /16/.

Видно, что, если вероятность E_1 -переходов подчиняется формуле /8/, флуктуации заселенностей низколежащих уровней меньше, чем в случае, когда эта вероятность описывается формулой /9/.

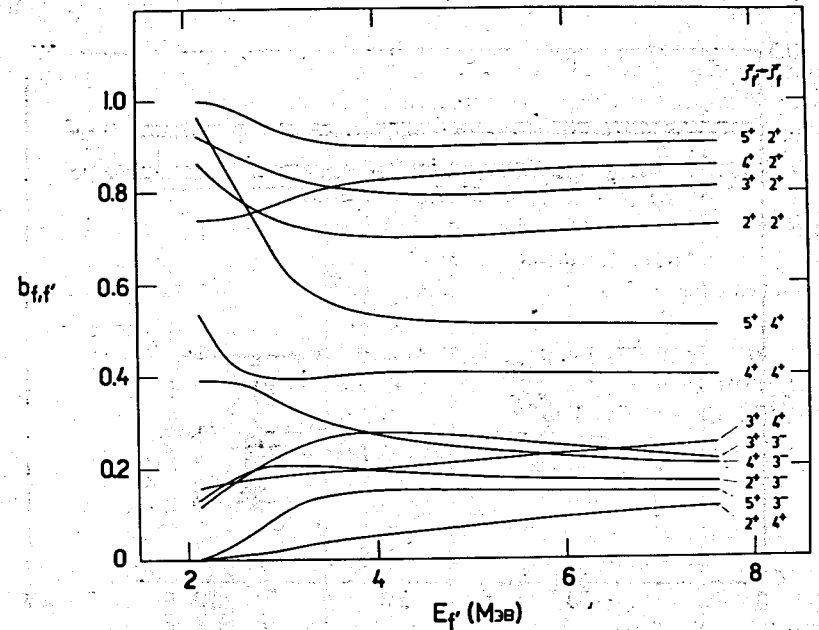


Рис. 4. Вероятности $b_{ff'}$ заселения низколежащих уровней f' через все возможные каскады, начинающиеся с уровня f' . Кривые соответствуют состояниям f 550,3 кэВ / $J^\pi = 2^+$ /, 1160,7 кэВ / $J^\pi = 3^-$ / и 1180,3 кэВ / $J^\pi = 4^+$ / и состояниям f' со спином $J_{f'}$, равным 2^+ , 3^+ , 4^+ , 5^+ . $E_{f'}$ — энергия состояния f' .

Обсуждение результатов

На рис. 3 показаны отношения экспериментальных интенсивностей переходов 630,0 и 550,3 кэВ. Отношения поправлены на вклад соседних резонансов. Для сравнения показаны заштрихованные области, соответствующие рассчитанным значениям $\langle R_\lambda \rangle_\lambda \pm \sigma_R$ согласно выражениям /3/ и /4/. Экспериментальные значения $\langle R_\lambda \rangle_\lambda$ для хорошо изолированных резонансов указаны пунктирными линиями.

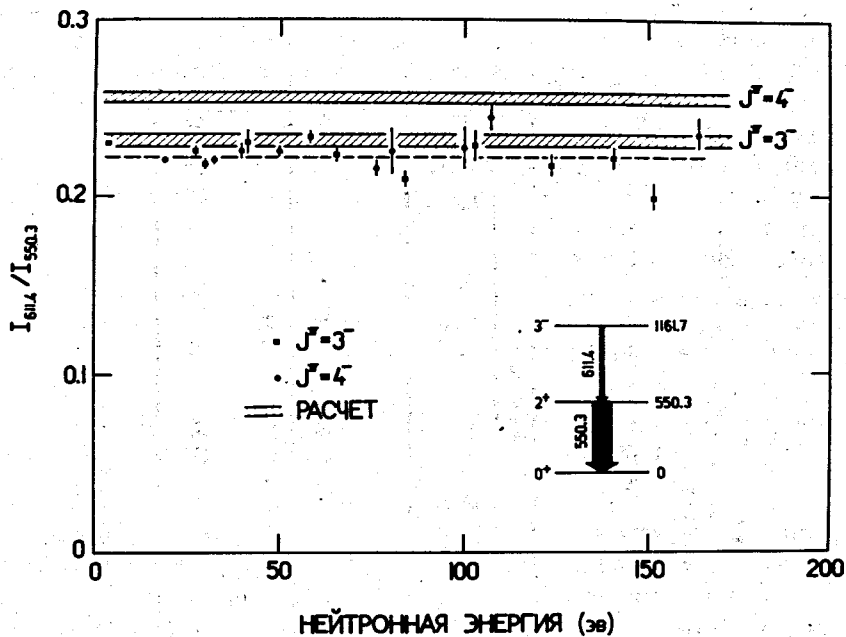


Рис. 5. Отношение интенсивностей переходов 611,4 и 550,3 кэВ для разных резонансов. Смысл коридоров такой, же как на рис. 3. Видно, что данное отношение не зависит от спина резонансов.

На рис. 5 приведены аналогичные результаты для пары переходов 611,4 и 550,3 кэВ. Для этого случая видно, что отношение интенсивностей мало чувствительно к спину резонанса.

В табл. 3 приведены результаты расчетов заселенностей низколежащих уровней 550,3; 1161,7 и 1180,3 кэВ для двух спинов резонансов. Так как заселенности уровней 550,3 кэВ ($J^\pi = 2^+$) и 1161,7 кэВ ($J^\pi = 3^-$) слабо зависят от спина резонанса /табл. 3 и рис. 5/, их можно сравнивать с существующими данными /10, 11/ по заселенностям уровней после захвата тепловых нейтронов в ^{147}Sm , т.е. с $50 \pm 9\%$ и $13 \pm 3\%$ в работе /10/ и 50% и 11% в работе /11/. Эти результаты плохо согласуются с любыми вариантами расчетов /табл. 3/. Надо отметить, что данные

Таблица 3.

Расчитанные заселенности $\langle P_i \rangle$, низколежащих уровней 550,3; 1161,7 и 1180,3 кэВ и величины $\langle P_i \rangle / \langle P_j \rangle$ (в скобках), для двух разных спинов резонансов в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$. Для расчета использовались значения $\beta = 5,0$, $E_0 = -1,04$ МэВ и $\Gamma_0 = 0,71$ МэВ.

Варианты расчета	Резонанс с $J^\pi = 3^-$		Резонанс с $J^\pi = 4^-$	
	550,3 кэВ 2^+	1161,7 кэВ 3^-	550,3 кэВ 2^+	1180,3 кэВ 4^+
по формуле (8)	93%	33%	98%	55%
	(0,015)	(0,015)	(0,014)	(0,015)
по формуле (9)	91%	21%	86%	41%
	(0,021)	(0,021)	(0,019)	(0,024)

работы /11/ нормировались с помощью перехода $550 \text{ кэВ} /2^+ \rightarrow 0^+$ на данные из /10/, последние были абсолютизированы по отношению к интенсивностям в ^{150}Sm из /8/ при известном обогащении и известных тепловых захватных сечениях. Как уже отмечалось, использованное в /8/ значение сечения теплового захвата нейтронов ^{149}Sm противоречит величине, рекомендуемой в /17/. Если сделать соответствующий пересчет/коэффициент 1,56/, то получится хорошее согласие между экспериментальными и рассчитанными заселенностями. Заселенность уровня $1180,3 \text{ кэВ}$, по нашим расчетам, существенно зависит от спина резонанса /табл. 3/. Поэтому экспериментальную заселенность его / $18 \pm 4\%$ и 19% в работах /10/ и /11/ соответственно/ нельзя сравнивать с расчетом, если неизвестен спиновый состав теплового сечения ^{147}Sm .

В спектре гамма-лучей, полученном после захвата тепловых нейтронов /10/ обнаружено несколько первичных переходов на уровни со спином 2^+ , а также переход на уровень $2213,2 \text{ кэВ}$, которому в работе /2/ приписан спин 5^+ . Из работ /10, 11/ отношение интенсивностей переходов $630,0$ к $550,3 \text{ кэВ}$ равно $0,36$. Используя эту величину и соответствующие экспериментальные отношения, усредненные по резонансам /пунктирные линии на рис. 3/, можно получить приблизительный спиновый состав теплового сечения ^{147}Sm , а именно - 78% для спина 3^- и 22% для спина 4^- .

Так как вклад резонанса $18,3 \text{ эВ}$ в тепловое сечение не превышает 7% от вклада резонанса $3,4 \text{ эВ}$, можно заключить, что компонента 4^- теплового сечения, по видимому, принадлежит, в основном, отрицательному уровню.

Как видно из рис. 3 и 5, описанный выше метод расчетов заселенностей низколежащих уровней позволяет предсказать отношения заселенностей с точностью $\approx 10\%$ или лучше. В табл. 4 приводятся значения относительных величин $\sigma_R / \langle R_\lambda \rangle_\lambda$, полученных в расчете. Рассчитаны χ^2 -отклонения экспериментальных отношений R_λ^{ex} от их средних значений $\langle R_\lambda^{\text{ex}} \rangle_\lambda$. В эти расчеты были включены экспериментальные ошибки величин R_λ^{ex} и

теоретическое стандартное отклонение σ_R по формуле /4/. Усреднение проводилось только по хорошо изолированным резонансам /6 резонансов со спином 3^- и 4 резонанса - со спином 4^- /.

Вероятности W получения таких или больших отклонений в рамках случайных флуктуаций приведены в табл. 4. Видно, что в резонансах со спином 3^- эти вероятности малы. Использование зависимости E_γ^3 для интенсивностей первичных $E1$ -переходов еще увеличивает это разногласие, т.к. дает меньшую величину σ_R по формуле /4/.

Так как в расчете была использована средняя вероятность перехода, а на уровнях $550,3 \text{ кэВ}$ со спином 2^+ и $1180,3 \text{ кэВ}$ со спином 4^+ идут первичные $E1$ -гамма-переходы из резонансов со спином 3^- , которые флуктуируют в разных резонансах по распределению Портера-Томаса, возможно, что завышение флуктуаций экспериментальных отношений R_λ^{ex} связано с флуктуациями этих первичных переходов. Чтобы это проверить, были сделаны расчеты корреляций между первичными экспериментальными интенсивностями переходов на уровни $550,3$ и $1180,3 \text{ кэВ}$ в резонансах со спином 3^- и экспериментальными отношениями интенсивностей $J(630,0)/J(550,3)$. Полученный коэффициент корреляции, равный $-0,29$ для шести изолированных резонансов со спином 3^- показывает, что разброс экспериментальных отношений не связан с флуктуацией интенсивностей первичных переходов на данные уровни, так как коэффициент корреляции отрицателен.

Ввиду невозможности объяснения флуктуации экспериментальных отношений R_λ^{ex} можно допустить, что основные предположения статистической модели не выполняются. В таком случае имеет смысл проанализировать коэффициенты корреляции $\rho(R_\lambda, \Gamma_{n\lambda}^0)$, где $\Gamma_{n\lambda}^0$ - приведенная нейтронная ширина. Результаты этих расчетов для шести изолированных резонансов со спином 3^- указаны в табл. 4 вместе с вероятностями T получения таких или больших коэффициентов в рамках гипотезы о нулевой истинной корреляции. Видно, что большие

Таблица IV.

Результаты проверки статистических свойств отношения заселенностей низколежащих уровней в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$. Смысл отдельных величин объясняется в тексте. Для расчета отношения $b_R / \langle R_{\lambda} \rangle$ использованы значения параметров: $b = 5,0$, $E_0 = -1,04$ МэВ и $T_0 = 0,71$ МэВ. Для вероятности испускания Γ_1 -переходов использовалась зависимость (9).

Спин резонансов	Энергии уровней (кэВ)		$b_R / \langle R_{\lambda} \rangle$	χ^2/ν	W	$\rho(R_{\lambda}, \Gamma_{n\lambda})$	
	f	g				$\rho(R_{\lambda}, \Gamma_{n\lambda})$	T
3-	1161,7	550,3	1,36%	15,59/5	0,80%	-0,42	25,6±1,3%
	1180,3	550,3	1,78%	29,96/5	0,005%	-0,91	1,2±0,3%
	1180,3	1161,7	1,77%	16,65/5	0,51%	-0,70	9,2±0,9%
4-	1161,7	550,3	1,26%	1,39/3	70%	-	-
	1180,3	550,3	1,09%	3,33/3	34%	-	-
	1180,3	1161,7	1,92%	2,53/3	47%	-	-

$\rho(R_{\lambda}, \Gamma_{n\lambda}^0)$ и малые T получаются в тех случаях, когда флуктуации величины R_{λ}^{ex} большие.

Если допустить, что некоторая часть парциальных радиационных ширин коррелирована с нейтронными приведенными ширинами резонансов, то величина $\Gamma_{\lambda} = \rho_f^{\lambda} / \rho_g^{\lambda}$ будет в общем случае "повторять" вариации нейтронной приведенной ширины и будет поэтому коррелирована с $\Gamma_{n\lambda}^0$. Таким образом, можно объяснить увеличение флуктуации величины R_{λ} .

Полученные результаты в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma)^{148}\text{Sm}$ указывают на возможность существования вклада канального резонансного захвата /12/ или другого механизма /19/, который приводит к корреляции между нейтронной приведенной шириной и парциальными радиационными ширинами.

Авторы выражают признательность доктору Т. фон Эгиди за представленную им программу NGAM, которая была использована в начальной стадии нашей работы, В.И.Фурману, Ю.П.Попову за ценные обсуждения, а также Э.Воцилковой и Я.Гронику за помощь в обработке данных и в изготовлении рисунков.

Литература

1. W.P.Poenitz. *Z.Physik*, 197, 262 (1966).
M.R.Bhat et al. *Phys.Rev.*, 2C, 2030 (1970).
K.J.Wetzel, G.E.Thomas. *Phys.Rev.*, 1C, 1501 (1970).
2. L.Aldea et al. *JINR Communication*, B3-3-7390, Dubna, 1973.
3. C.E.Porter, R.G.Thomas. *Phys.Rev.*, 104, 483 (1956).
4. T. von Egidy. "Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy" (IAEA, Vienna, 1969), p. 541.
5. L.V.Groshev et al. *Nucl.Phys.*, 43, 669 (1963).
6. D.J.Buss, R.K.Smither. *Phys.Rev.*, 2C, 1513 (1970).
7. F.Becvar, O.A.Wasson and R.E.Chrien. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 15, 1667 (1970) and *JINR Communication*, B3-3-7830, Dubna (1973).
8. R.K.Smither. *Phys.Rev.*, 150, 964 (1966).
9. G.A.Bartholomew et al. *Nuclear Data Tables*, A5, N1-2, 1-242 (1968).
10. E.R.Reddingius, H.Postma. *Physica*, 40, 567 (1969).
11. Л.В.Грошев и др. ИАЭ-2052 /1970/.
12. A.M.Lane, J.E.Lynn. *Nucl.Phys.*, 17, 586 (1959).
13. П.Винивартер и др. ОИЯИ, P3-6754, Дубна, 1972.

14. P.Axel. *Phys.Rev.*, 126, 671 (1962).
15. L.M.Bollinger. *Proc. of International Conference on Nuclear Structure. Dubna Symposium (IAEA, Vienna, 1968)* p. 317.
16. S.M.Zakharova et al. *Nuclear Constants, No. 7 (Appendix 2) Vienna, 1972.*
17. BNL-325, 2-nd Edition, Supplement No. 2 (1966).
18. J.M.Blatt, V.F.Weiskopf. *Theoretical Nuclear Physics*(John Willey & Sons, N.Y., 1952).
19. A.M.Lane. *Ann.Phys.*, (N.Y.), 63, 171 (1971).
J.E.Lynn. "The Theory of Neutron Resonance Reactions"(Clarendon Press, Oxford, 1968), p. 333.

*Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1974 года.*