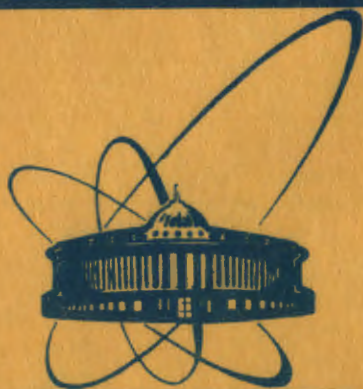


e +



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1939/83

18/4-83

P3-83-51

Т.Бакалов, А.А.Ваньков, Г.Илчев, Н.Коюмджиева,
С.Тошков, В.Ф.Украинцев, Чан Хань Май, Н.Янева

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО ПРОПУСКНИЮ НЕЙТРОНОВ
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ИЗОТОПА ^{239}Pu

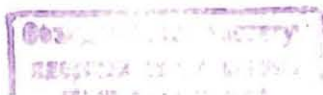
1983

Ранее^{/1/} экспериментально были получены усредненные по энергетическим интервалам значения пропускания и самоиндикации для ^{235}U и ^{239}Pu . С целью интерпретации этих экспериментов и оценки средних резонансных параметров авторами разработан метод анализа экспериментальных данных по средним сечениям, функциям пропускания и самоиндикации, основанный на моделировании детального хода нейтронных сечений делящихся ядер в области неразрешенных резонансов. В традиционном подходе решается задача оценки теоретических параметров путем анализа измеренных средних нейтронных сечений /полных и парциальных/ на основе той или иной аналитической модели нейтронных сечений /например, модели Хаузера-Фешбаха/. Ограниченность этого подхода состоит в том, что вопрос об оценке средних характеристик резонансной структуры нейтронных сечений, в частности, факторов резонансного самоэкранирования и их доплеровских приращений, при этом не ставится. Однако при наличии экспериментальных данных не только по средним сечениям, но также по функциям пропускания и самоиндикации /в области неразрешенных и плохо разрешенных резонансов/ необходимо проводить совместный анализ всего набора экспериментальных данных в рамках единой теоретической модели, описывающей как средние сечения, так и резонансную структуру нейтронных сечений. Тогда оценка средних резонансных параметров становится более надежной и приобретает большее практическое значение с точки зрения уточнения групповых констант для расчета ядерных реакторов. Аналогичные соображения высказаны, например, в^{/2/}.

Метод реализации такого подхода - статистическое моделирование нейтронных сечений в условиях "хорошего" модельного приближения. В данной работе использован многоуровневый /R-матричный/ формализм, что обеспечивает учет межрезонансной интерференции, имеющей место в случае тяжелых делящихся ядер. Реализация такого метода на практике осуществлена впервые. Известны более ранние работы^{/3,4/}, посвященные расчетно-экспериментальному сравнению данных по самоэкранированию сечения деления, в которых использовалась упрощенная модель /одноуровневый брейт-вигнеровский формализм/, а вопрос о поиске оптимальных значений параметров не ставился.

ФОРМАЛИЗМ

Используемый формализм основывается на применении метода случайных матриц для расчета нейтронных сечений тяжелых делящихся



ядер. Такой подход был предложен в [5]. В данной работе описывается его реализация и результаты обработки экспериментальных данных для ^{239}Pu в энергетической области 0,1-20 кэВ.

Для тяжелых делящихся ядер характерно существенное проявление межрезонансной интерференции в энергетическом ходе нейтронных сечений. Подчеркнем, что чувствительность функций пропускания и самоиндикации к этому эффекту велика. В применяемой модели учитывается интерференция близлежащих уровней /по 5 с обеих сторон каждой точки, что практически оказалось достаточным/. В расчете принимается, что ранг S-матрицы равен числу открытых каналов деления плюс единичный /нейтронный канал/. Вклад многочисленных радиационных каналов учитывается в приближении Рейха-Мура в виде постоянной комплексной добавки $i\Gamma_\gamma/2$ в знаменателе элементов K-матрицы / Γ_γ - средняя радиационная ширина/.

Полное сечение σ_t , сечение реакции деления σ_f и упругого рассеяния σ_n выражаются через элементы S-матрицы следующим образом:

$$\sigma_t = 2\pi\lambda^2 \sum_{J,\pi} g(J) \sum_{\ell j} (1 - \text{Re} S_{n\ell j, n\ell j}) \quad /1/$$

$$\sigma_f = \pi\lambda^2 \sum_{J,\pi} g(J) \sum_{\ell j} |S_{n\ell j, n\ell j}|^2 \quad /2/$$

$$\sigma_n = \pi\lambda^2 \sum_{J,\pi} g(J) \sum_{\ell j} |1 - S_{n\ell j, n\ell j}|^2 \quad /3/$$

где: ℓ - орбитальный момент нейтрона, j, π - спин и четность канала реакции, J - спин составного ядра.

Матрица S может быть представлена в виде:

$$S_{cc'} = e^{-2i\phi_\ell} (1 + iK_{cc'}) / (1 - iK_{cc'}) \quad /4/$$

Здесь под "с" понимается набор квантовых чисел, характеризующих канал реакции, а ϕ_ℓ - фаза, соответствующая данному ℓ .

Элементы K-матрицы даются следующим выражением:

$$K_{cc'} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - i\bar{\Gamma}_\gamma/2} \quad /5/$$

где $\Gamma_{\lambda c}$ - парциальные ширины, E_{λ} - местоположение уровня λ .

Элементы матрицы K могут быть представлены значениями средних ширин $\bar{\Gamma}_c$ и межрезонансных расстояний D_c . Обозначим:

$$\beta_{\lambda c} = \sqrt{\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\bar{\Gamma}_c}} \quad \text{и} \quad Z_{\lambda} = \frac{E_{\lambda} - E_{\lambda-1}}{D_c} \quad \text{тогда}$$

$$K_{cc'} = \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^{1/2} \bar{\Gamma}_{\lambda c'}^{1/2}}{2\bar{D}_c} \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda c} \beta_{\lambda c'}}{\frac{E_{\lambda} - E}{2\bar{D}_c} - \frac{i\bar{\Gamma}_\gamma}{2\bar{D}_c}}; \quad E_{\lambda} = E_0 + \sum_{\mu=1}^{\lambda} Z_{\mu} \bar{D}_c \quad /6/$$

где E_0 - начальная точка расчета.

Полное сечение σ_t и сечение реакции σ_f зависят от суммы вкладов состояний с различными орбитальными моментами ℓ . В рассматриваемой области энергий вклад в сечение вносят s и p нейтроны. Зависящие от ℓ параметры Γ_n , ϕ_ℓ выражаются следующим образом:

$$\phi_0 = kR_0 \quad /7a/$$

$$\phi_1 = kR_1 - \text{arctg}(kR_1) \quad /7b/$$

где k - волновое число нейтрона, зависящее от энергии, $k = 2,196 \times 10^{-3} \times \sqrt{E/\text{эВ}}$. Радиусы рассеяния R_c связаны с радиусом канала a_c соотношением $R_c = a_c(1 - R_c^\infty)$, причём радиус канала a_c для ^{239}Pu принимается равным $0,843 \times 10^{-12}$ см. Величина R_c^∞ для потенциальной ямы со слабо размытым краем одинакова для s и p волн, поэтому можно принять $R_0 = R_1$. В наших расчетах использовалось значение $R_0 = 0,9075 \times 10^{-12}$ см, что соответствует потенциальному сечению $\sigma_p = 10,5$ барн.

Нейтронная ширина Γ_n зависит от энергии нейтрона E через величины проницаемости барьера ν_c .

$$\Gamma_n(\ell=0) = \Gamma_n^0 \sqrt{E} \nu_0; \quad \nu_0 = 1 \quad /8a/$$

$$\Gamma_n(\ell=1) = \Gamma_n^0 \sqrt{E} \nu_1; \quad \nu_1 = \frac{(ka)^2}{1 + (ka)^2} \quad /8b/$$

Для расчета доплеровского уширения резонансов применялось численное интегрирование с шагом $0,1\Delta / \Delta$ - доплеровская ширина/.

Пропускание $T(n)$ и самоиндикация $T_f(n)$ выражаются через сечения:

$$T(n) = \int_{\Delta E} \exp(-\sigma_t(E)n) \phi(E) / \int_{\Delta E} \phi(E) dE \quad /9a/$$

$$T_f(n) = \int_{\Delta E} \sigma_f(E) \exp(-\sigma_t(E)n) \phi(E) dE / \int_{\Delta E} \sigma_f(E) \phi(E) dE \quad /9b/$$

где n - толщина исследуемого образца /в ядрах на барн/; $\phi(E)$ - спектр нейтронов /обычно принимается фермиевским/.

Поскольку величины $T(n)$ и $T_f(n)$ являются результатами усреднения по интервалу ΔE и нас интересуют средние значения сечений σ_t , σ_r и их моментов, то удобно ввести функцию плотности вероятности полного сечения $P(\sigma_t)$ и функцию корреляции парциальных сечений типа "г" с полным сечением $\sigma_r(\sigma_t)$. Тогда формулы /9/ приобретают вид:

$$T(n) = \int_0^{\infty} P(\sigma_t) \exp(-\sigma_t n) d\sigma_t, \quad /10a/$$

$$T_r(n) = \int_0^{\infty} P(\sigma_t) \sigma_r(\sigma_t) \exp(-\sigma_t n) d\sigma_t / \int_0^{\infty} P(\sigma_t) \sigma_r(\sigma_t) d\sigma_t. \quad /10б/$$

Через функции $P(\sigma_t)$ и $\sigma_r(\sigma_t)$ легко выразить характеристики структуры нейтронных сечений - средние значения и моменты сечений:

$$\langle \sigma_t^n \rangle = \int_0^{\infty} P(\sigma_t) \sigma_t^n d\sigma_t \quad (n = \pm 1; \pm 2), \quad /11a/$$

$$\langle \frac{\sigma_r}{\sigma_t} \rangle = \int_0^{\infty} P(\sigma_t) \sigma_r(\sigma_t) \frac{1}{\sigma_t} d\sigma_t \quad /11б/$$

при условии нормировки:

$$\int_0^{\infty} P(\sigma_t) d\sigma_t = 1. \quad /11в/$$

РАСЧЕТНЫЙ МЕТОД

На основе описанного метода была составлена программа MONSEP для расчета средних сечений пропусканий, самоиндикаций, моментов и факторов резонансной самоэкранировки. Задаются средние значения резонансных параметров, которые используются для генерирования резонансов данного спинового состояния J составного ядра в данной энергетической группе, в соответствии с методикой /8/. Параметры резонансов являются случайными числами, подчиняющимися соответствующим законам распределения. Величины $\beta_{\lambda c}$ пропорциональные амплитудам парциальных ширин, распределены нормально /с нулевыми средними значениями и единичной дисперсией/ и разыгрываются для пары нейтронного и делительного каналов каждого резонанса по формулам:

$$\beta_1 = \sqrt{-2 \ln y} \cdot \cos(2\pi x) \quad /12a/$$

для нейтронного канала,

$$\beta_2 = \sqrt{-2 \ln y} \cdot \sin(2\pi x) \quad /12б/$$

для делительного канала /или наоборот/. z распределены по закону Вигнера и получаются из выражения:

$$z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\ln(1-u)}, \quad /13/$$

где x , y , u - равномерно распределенные случайные числа в интервале $(0, 1)$.

При помощи последовательностей случайных чисел β и z строится матрица K_{cc} . Обратные матрицы $(1 - K_{cc})$ второго и третьего порядка вычисляются по формулам, полученным аналитически. Затем строится детальный ход сечений σ_t и σ_r с учетом доплер-эффекта /рис.1/ и находятся функции плотности вероятности полного сечения $P(\sigma_t)$ и корреляции парциальных сечений с полным $\sigma_r(\sigma_t)$. Оценка $P(\sigma_t)$ получается сортировкой значений σ_t по интервалам $\Delta \sigma_t$. Функция корреляции $\sigma_r(\sigma_t)$ получается как среднее значение парциального сечения в том же интервале $\Delta \sigma_t$. Средние значения сечений, их моменты, пропускания и самоиндикации находятся по формулам /10а,б/ и /11а,б/. Через моменты сечений выражаются также факторы резонансного самоэкранирования /7/.

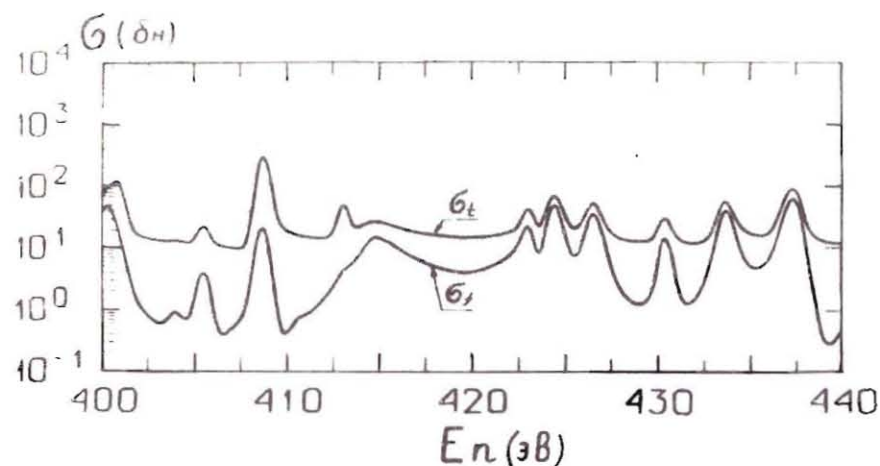


Рис.1. Пример расчета методом Монте-Карло по программе MONSEP полного сечения и сечения деления ^{239}Pu .

Полученные программой MONSEP средние значения сечений, пропускания и самоиндикации для данной энергетической группы и различных толщин образцов могут рассматриваться в зависимости от

средних резонансных параметров. Варьированием параметров осуществляется подгонка расчетных величин к экспериментальным данным с целью получения оптимальных значений параметров. Критерием подгонки является минимум квадратов отклонений экспериментальных и расчетных значений.

Поскольку величины $T(n)$ и $T_f(n)$ получаются путем численного интегрирования функций $P(\sigma_1)$ и $\sigma_f(\sigma_1)$, их точность будет зависеть от детальности построения $P(\sigma_1)$, т.е. от шага $\Delta\sigma_1$. Кроме того, функционалы $\langle \exp(-\sigma_1 n) \rangle$ и $\langle 1/\sigma_1 \rangle$ зависят от детальности $P(\sigma_1)$ при малых значениях σ_1 . На основании практических исследований было выбрано разбиение шкалы σ_1 на 250 интервалов, причем наиболее детально /с шагом 0,25 барна/ - в промежутке 0,1-20 барн, а шаг по логарифму при сканировании сечения для построения функции $P(\sigma_1)$ был не больше 0,1Δ. Установлено, что при этих условиях результаты расчета практически не зависят от выбора расчетной сетки.

Применяемый метод расчета сечений и различных функционалов с использованием функций $P(\sigma_1)$ и $\sigma_f(\sigma_1)$ сравнивался с получением тех же величин путем численного интегрирования, согласно выражениям /9/. Оба метода дают одинаковые значения расчетных величин, но применение метода $P(\sigma_1)$ приводит к существенной экономии машинного времени и сохранению информации о структуре сечений в компактном виде.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Описанные в данной работе метод и программа применялись для обработки экспериментальных данных по пропусканию и самоиндикации плутония-239 в энергетическом интервале 0,1-20 кэВ. Детали эксперимента описаны в работе /1/.

В исследуемой области энергий нейтронов 0,1-20 кэВ в расчетах учитывался вклад s и p нейтронов - всего пять спиновых состояний с одним или двумя открытыми каналами деления. Были обработаны экспериментальные данные в 8 энергетических группах /в формате системы констант БНАБ /7/ /.

Как видно из выражений /1-6/ и /9/, значения средних сечений, пропусканий и самоиндикации в каждой энергетической группе зависят от значений средних резонансных параметров $\bar{\Gamma}_{nJ}^0$, \bar{D}_J , $\bar{\Gamma}_{fJ}$, $\bar{\Gamma}_{\gamma J}$ всех состояний составного ядра со спином J . Известно, что в рассматриваемой области энергий сечения σ_1 и σ_f ^{239}Pu испытывают сильные флуктуации, и для их описания, как правило, делается предположение о зависимости некоторых средних резонансных параметров от энергии нейтронов. При подгонке средних резонансных параметров мы принимали в качестве фиксированных, следуя оценке /6/, следующие величины: $S_J = \bar{\Gamma}_{nJ}^0 / \bar{D}_J$, \bar{D}_J , $\bar{\Gamma}_{fJ}$, $\bar{\Gamma}_{\gamma J}$, R_{fJ} . Варьировались параметры: s - силовая нейтронная функция

$S(J^\pi = 0^+, 1^+)$, $\bar{\Gamma}_{fJ}$ ($J^\pi = 1^+$). Варьировались также вклады двух делительных каналов $P_{fJ}^{(k)} = \bar{\Gamma}_{fJ}^{(k)} / \bar{\Gamma}_{fJ}$ - состояния $J^\pi = 0^+ / K = 1, 2$ - номер делительного канала/ при условии постоянства суммарной делительной ширины $\bar{\Gamma}_{fJ}$ этого состояния. Исходные значения параметров приведены в табл.1.

Таблица 1

Средние резонансные параметры

ℓ	J^π	$\bar{D}/\text{эВ/}$	$S \times 10^{-4}$	$\bar{\Gamma}_\gamma \times 10^{-3}/\text{эВ/}$	$\bar{\Gamma}_f \times 10^{-3}/\text{эВ/}$	$P_{fJ}^{(1)}$
0	0^+	9,36	VAR	41,5	1820	VAR
0	1^+	3,17	VAR	51,5	VAR	1
1	0^-	9,36	2,3	51,0	0	0
1	1^-	3,17	2,3	30,3	1009	0,5
1	2^-	1,96	2,3	36,3	603	0,5

Анализ экспериментальных данных показал возможность удовлетворительного описания измеренных функций $T(n)$ и $T_f(n)$ в широком диапазоне энергий нейтронов, где проявляются эффекты резонансной структуры. Исключением является величина $T_f(n)$ для самой большой толщины образца из используемого набора при энергиях нейтронов ниже 1 кэВ: экспериментальные значения идут систематически выше расчетных /см. рис.2/. Последнее обстоятельство, видимо, связано с систематической ошибкой измерений из-за большого фона в условиях больших толщин образцов при работе с камерой деления.

Может возникнуть вопрос - почему при подгонке экспериментальных данных варьировалась, как указано выше, часть параметров и какова погрешность полученных нами оценок. Дело в том, что в настоящей работе мы следовали методике оценок, используемой группой В.А.Коньшина /6/, при которой флуктуации средних нейтронных сечений объясняются нерегулярным поведением в первую очередь двух параметров: S - силовой нейтронной функции и делительной ширины в состоянии 1^+ . Мы учли также, что поведение функций пропускания и самоиндикации на больших толщинах может зависеть от соотношения вкладов каналов деления в состоянии 0^+ , поэтому была проведена серия расчетов по оптимальному выбору этих каналов. Однако зависимость оказалась слабее, чем ожидалось, и было найдено, что оптимальное отношение вкладов согласуется с оценкой /6/, согласно которой $P_{fJ}^{(1)} / (P_{fJ}^{(2)} + P_{fJ}^{(1)}) = 0,80$ во всех группах. Полученные в результате подгонки значения средних резонансных параметров в различных энергетических группах приведены в табл.2.

Результат подгонки средних резонансных параметров

№ группы	E_n , эВ	$S_\ell (\ell=0) \times 10^{-4}$	$\bar{\Gamma}_f^{1+} / \text{эВ}$	$P_{f1}^{(1)} (J^\pi = 0^+)$
18	46,5-100	1,82	0,052	0,8
17	100-215	1,20	0,057	0,8
16	215-465	1,35	0,035	0,8
15	465-1000	1,25	0,060	0,8
14	1000-2150	0,82	0,045	0,8
13	2150-4650	0,98	0,035	0,8
12	4650-10000	0,83	0,030	0,8
11	10000-21500	0,81	0,032	0,8

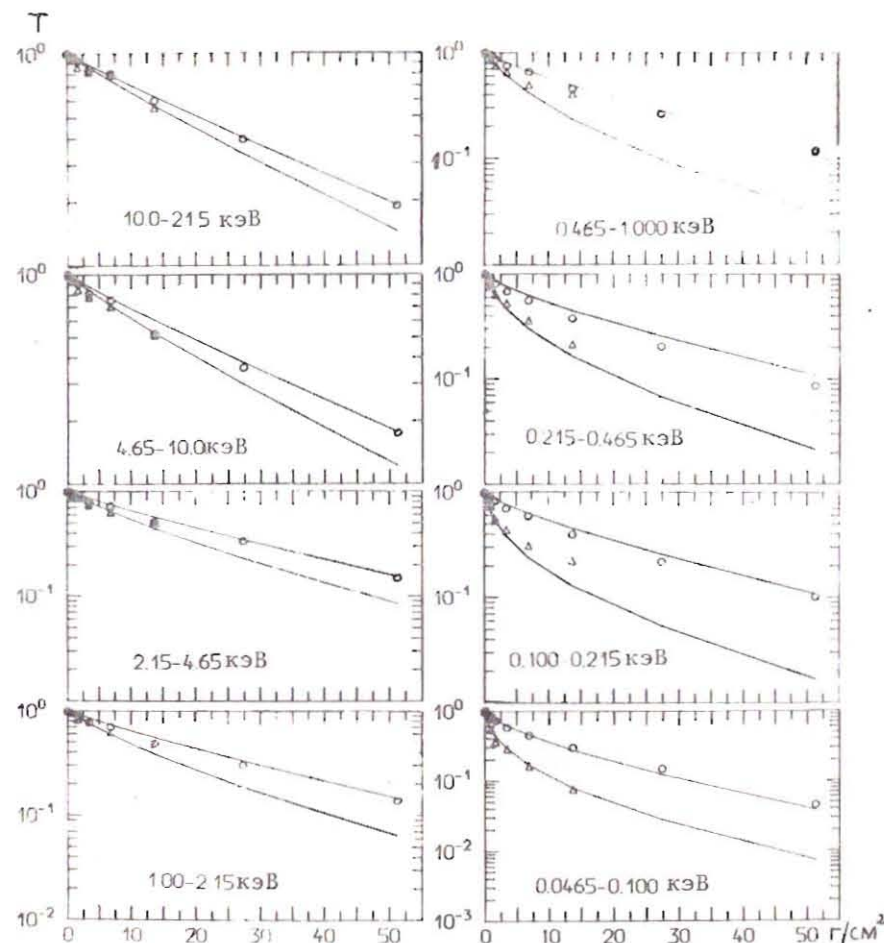


Рис.2. Измеренные функции пропускания (O) и самоиндикации реакции деления (Δ) в сравнении с расчетом после подгонки параметров /сплошные линии/.

Существенным недостатком использованной методики оценки параметров является ее неоднозначность, так как подгонка проводилась путем анализа многих вариантов расчета без привлечения алгоритма статистической процедуры оптимизации. Целью этого первого этапа работы являлась демонстрация возможности качественного описания экспериментальных данных по функциям пропускания и самоиндикации на основе теоретической модели нейтронных сечений при разумном выборе входящих в нее параметров. Вопрос о по-

грешности и тем более корреляции оцениваемых параметров здесь не ставится, хотя грубая оценка погрешности может быть получена из сравнения оценок средних сечений σ_t и σ_f , полученных в ^{6/} и ^{7/} и в наших расчетах после подгонки. Такое сравнение показало, что наши оценки не вышли за пределы, которые можно мыслить для величин $S_\ell (\ell=0)$ и $\bar{\Gamma}_f (J^\pi = 1^+)$ с точки зрения априорной оценки их погрешностей порядка 10%.

Итак, первой целью работы было описание экспериментов, чувствительных к резонансной структуре нейтронных сечений ²³⁹Pu, на основе достаточно строгой теоретической модели при разумном выборе /подгонке/ средних резонансных параметров. Другой целью было уточнение на этой основе средних групповых констант, зависящих от резонансной структуры нейтронных сечений, в частности, факторов резонансного самоэкранирования полного сечения и сечения деления. На рис.3 показаны групповые значения этих величин / Γ_f и Γ_f / для комнатной температуры и для нулевого значения так называемого сечения разбавления σ_0 : наши расчеты после подгонки средних резонансных параметров; наши оценки, полученные на основе прямой обработки тех же экспериментальных данных, но без привлечения теоретических моделей нейтронных сечений /метод интегрирования функций пропускания и самоиндикации ^{1/} / и оценки М.Н. Николаева и др. в системе констант БНАБ ^{7/}. Энергетические интервалы, соответствующие указанным номерам групп, даны в табл.2. Как видно из рисунков, для факторов резонансного самоэкранирования полного сечения наблюдается неплохое согласие с результатами работы ^{1/}, за исключением 15 группы.

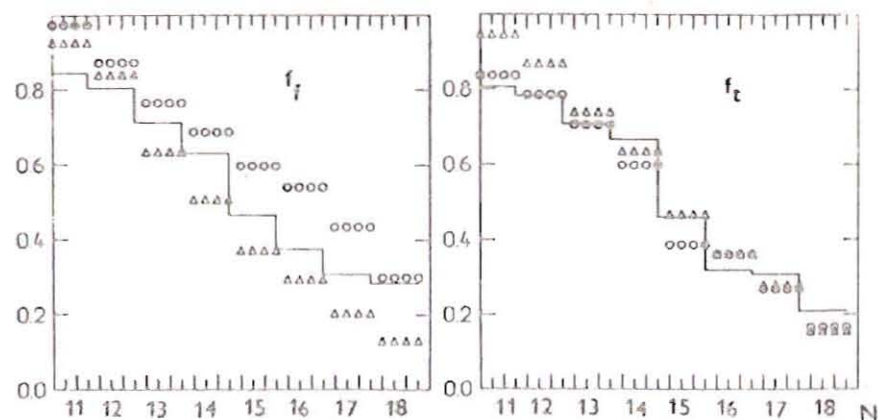


Рис.3. Групповые факторы резонансного самоэкранирования полного сечения (f_i) и сечения деления (f_t) в зависимости от номера группы N . $\circ\circ\circ$ - результат "прямой" обработки эксперимента, — - результат параметрической подгонки расчетной модели, $\Delta\Delta\Delta$ - оценка БНАВ¹⁷.

Для факторов самоэкранирования сечения деления заметна тенденция к понижению величин f_t по сравнению с результатами ¹⁷. Это связано с тем, что моделируемое с помощью средних резонансных параметров сечение деления имеет более сильную, по сравнению с экспериментально выявляемой, структуру, что и отражается в понижении величин f_t и более низком, по сравнению с экспериментом, ходе расчетных кривых T_f при энергиях нейтронов ниже 1 кэВ. Наша подгонка к экспериментальным данным по пропусканию получилась более удачной при выборе величины сечения потенциального рассеяния, равной 11,4 барна, что находится в пределах двух стандартных отклонений в оценке ¹⁶. Проводящийся статистический анализ всей совокупности данных покажет, насколько обоснован такой выбор.

Таким образом, разработанная методика моделирования сечений делящихся и сырьевых ядер в области энергий неразрешенных резонансов позволяет проводить анализ экспериментальных данных по сечениям, пропусканию и самоиндикации и уточнять на их основе как средние резонансные параметры, так и групповые константы, используемые для расчетов ядерных реакторов и содержащие информацию о резонансной структуре нейтронных сечений.

В заключение авторы выражают благодарность А.А.Лукиянову за плодотворное обсуждение теоретических аспектов работы, Л.Б.Пикельнеру за постоянный интерес и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bakalov T. et al. Proc. of Int.Conf. Nuclear Cross Section for Technology. Knoxville 22-26 October, 1979, p.692.
2. Moore M.S., de Saussure G. J.Richard Smith, LA-UR-81-2650. IAEA Consulting Meeting on Resonance Cross Section of U and Pu Isotopes, Vienna, Sept., 1981.
3. Cullen D.E., Plechaty E.F. Trans.Am.Nucl.Soc., 1973, vol.17, p.490.
4. Kidman R.B., Hardie R.W., Schenter R.E. Trans.Am.Nucl.Soc., 1973, vol.13, p.125.
5. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1978.
6. Анципов Г.А., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. "Наука и техника", Минск, 1982.
7. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Энергоиздат, М., 1981.
8. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. "Наука", М., 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 февраля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бакалов Т. и др. P3-83-51
Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа ^{239}Pu

Описывается метод анализа экспериментальных данных по функциям пропускания и самоиндикации нейтронов для делящихся ядер в области неразрешенных резонансов. Нейтронные сечения моделируются с использованием статистических законов распределения резонансных параметров методом Монте-Карло. Обсуждаются результаты анализа экспериментов по пропусканию и самоиндикации для ^{239}Pu в области энергий нейтронов 0,1-20 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bakalov T. et al. P3-83-51
Analysis of Experimental Data on Neutron Transmission in the Unresolved Resonance Region of ^{239}Pu Isotope

Procedure of simultaneous analysis of experimental data on average cross sections, transmission and self-indication in unresolved resonance region with the help of modeling of resonances of nuclear neutron cross sections by constructing "incident" S-matrix is described. S-matrix is calculated in the Reich-Moore or Breit-Wigner approximations on the basis of average resonance parameters and their distribution laws. This procedure permits to simulate resonance cross section structure and to derive its characteristics using average resonance parameters only. Possibilities of this method are demonstrated for the case of analysis of experimental transmission and self-indication data of ^{239}Pu : more accurate average resonance parameters of ^{239}Pu in the neutron energy range 0.1 to 20 keV, and average cross sections and their resonance self-shielding factors are obtained. Comparison with other data available is performed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.