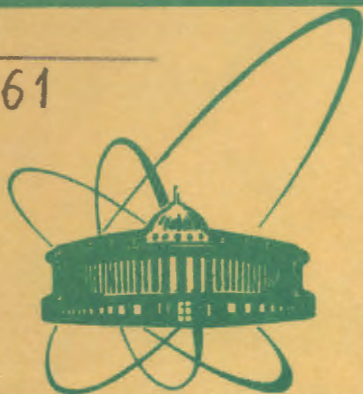


B-61



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

5578/2-79

7/1-80г.
P3 - 12755

Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво, Ю.П.Полов,
М.Стэмпиньски

УСРЕДНЕННЫЕ ПО РЕЗОНАНСАМ СЕЧЕНИЯ
РЕАКЦИИ (n, α)

I. Методика измерений и обработки

1979

Усредненные по резонансам сечения реакции (n, α).

I. Методика измерений и обработки

Рассматриваются проблемы исследования α -распада компаунд-состояний ядер. Ранее полученные данные о α -распаде отдельных нейтронных резонансов охватывают интервал около 300 эВ. В настоящей работе, с целью существенного расширения исследуемого интервала энергий нейтронов, рассматриваются возможности получения средних характеристик α -распада путем измерения полных и парциальных сечений реакции (n, α) на нейтронах с энергией до нескольких десятков кэВ, усредненных по большому числу резонансов. Приводятся основные выражения для связи средних сечений с параметрами резонансов, полученные с учетом особенностей реакции (n, α). Дается обзор опробованных методик измерения средних сечений реакции (n, α) в килоэлектронвольтовой области энергий нейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

(n, α) Reaction Cross Sections Averaged over Resonances
I. Measurement and Procession Methods

Alpha-decay of nuclear compound states is discussed. Earlier data on alpha-decay of separate neutron resonances cover an energy interval of about 300 eV. In order to make the investigated energy interval broader the present paper considers a possibility of obtaining the average characteristics of alpha-decay by measuring the total and partial cross sections of the (n, α) reaction with neutrons with an energy of upto dozens of keV averaged over a large number of resonances. Principal relationships between the average cross-sections and neutron resonance parameters are given taking into account peculiarities of the (n, α) reaction in the keV neutron energy range are reviewed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

Реакция (n, α) на резонансных нейтронах успешно исследуется в нашей лаборатории уже более десяти лет ^{/1,2/}. При этом для большинства изученных с ее помощью ядер диапазон энергий возбуждения составлял всего 200-300 эВ. Поэтому реакцию (n, α) удавалось наблюдать в лучшем случае в 30 резонансах (изотопы самария), для остальных же ядер число зарегистрированных резонансов составляло от нескольких до десятка единиц (см. ^{/3/}). Малое число резонансов приводило к большой погрешности в определении средней α -ширины $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ и, тем более, оставался открытым вопрос о ее поведении в зависимости от энергии возбуждения ядра. Здесь мы, разумеется, не говорим об энергетической зависимости α -ширины, связанной с изменением проницаемости кулоновского барьера - P_α , эта зависимость легко учитывается. В сущности, интересно поведение приведенной α -ширины, которая связана с вероятностью формирования α -частицы на поверхности ядра. В нашем случае, когда энергия возбуждения меняется на 30 кэВ, зависимостью $P_\alpha(E_\alpha)$ в пределах 10% можно пренебречь.

Статистическая теория предсказывает независимость $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ от E_α , в кластерной модели α -распада не исключается возможность существования α -кластерных уровней, которые, фрагментируясь в некоторой энергетической области по компаунд-состояниям, могут привести к локальному увеличению средней α -ширины.

Экспериментальные сведения о зависимости средней α -ширины от энергии возбуждения также можно получить из α -спектров, сравнивая величину приведенной α -ширины для переходов на различные возбужденные состояния. Однако, во-первых, точность определения

средней α -ширины из этих данных мала вследствие ограниченного числа резонансов, для каждого из которых измерено по несколько α -переходов, во-вторых, различие природы состояний дочернего ядра может повлиять на приведенную α -ширину. В частности, полумикроскопическая теория предсказывала усиление приведенной вероятности α -перехода в однофононное состояние по сравнению с вероятностью перехода в основное состояние дочернего ядра ^{4/}. Вопрос о том, зависит ли приведенная α -ширина от конечного состояния, предыдущими исследованиями ^{2/} не решен.

Решение всех этих задач требовало исследований спектров α -частиц из реакции (n, α) в более широкой области энергий нейтронов. Поскольку в настоящее время нет достаточно светосильных нейтронных спектрометров, позволяющих измерять α -спектры отдельных нейтронных резонансов в килоэлектронвольтовой области, в ЛНФ были начаты исследования α -спектров, усредненных по большому числу резонансов. В настоящей работе анализируются возможности получения информации из таких экспериментальных данных и дается обзор использованных нами методик измерения средних сечений реакции (n, α) .

СВЯЗЬ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ (n, α) С ПАРАМЕТРАМИ РЕЗОНАНСОВ

Теория усредненных по резонансам сечений нейтронных реакций и, в частности, радиационного захвата, была детально разработана около двух десятилетий назад ^{5,6/}. Вновь вернуться к этому вопросу нас заставили некоторые особенности реакции (n, α) . Во-первых, малая величина сечения (в лучшем случае сотни, а как правило - десятки микробарн) требует для получения приемлемой статистической точности расширения участков времяпролетного спектра, по которым осуществляется усреднение, $(\Delta E_n \sim E_n)$, т.е. оказывается невозможным пользоваться приближениями, сделанными в работах ^{5,6/}. Поэтому при определении среднего сечения приходится учитывать изменение потока нейтронов и среднего сечения реакции на

исследуемом интервале (см. приложение 1). Это обстоятельство также приводит к тому, что вклад резонансов с различных участков исследуемого интервала оказывается неравнозначным, и эффективное число резонансов, определяющее погрешность средней α -ширины (связанную с конечным числом резонансов), оказывается меньше их полного числа на исследуемом интервале (см. приложение 2). Во-вторых, в отличие от полной радиационной ширины, α -ширина сильно флуктуирует от резонанса к резонансу, что требует дополнительного рассмотрения методов расчета фактора усреднения (см. приложение 3).

Реальные условия проведения эксперимента позволяют принять следующие предположения, упрощающие задачу нахождения связи между средними сечениями и резонансными параметрами:

1. $n_0 \sigma_t \ll 1$ - образец тонкий (здесь n_0 - толщина образца по пучку нейтронов в яд/см², σ_t - полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами образца).
2. $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ постоянна в пределах интервала усреднения.
3. $\Delta E_n \gg D_{J^\pi}$ - на интервале усреднения находится достаточно много резонансов (здесь D_{J^π} - среднее расстояние между резонансами со спином J^π).
4. Поток $\Phi(E_n)$ является плавной функцией энергии нейтронов, то есть если интервал усреднения разбить на такие участки ΔE_n^i , что $E_n \gg \Delta E_n^i \gg D_{J^\pi}$, то поток на каждом из них можно считать постоянным.

Полное сечение реакции (n, α) σ_{n, α_t} представим как сумму парциальных сечений α -распада резонансных состояний со спином и четностью J^π на конечное состояние f дочернего ядра:

$$\sigma_{n, \alpha_t} = \sum_{J^\pi, f} \sigma_{n, \alpha_f}^{J^\pi}$$

Среднее парциальное сечение реакции (n, α) на интервале энергий нейтронов ΔE_n определяется выражением

$$\langle \sigma_{n, \alpha_f}^{J^\pi} \rangle = \frac{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \sigma_{n, \alpha_f}^{J^\pi}(E_n) dE_n}{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n} \quad (1)$$

Исходя из предположений 2-4, выражение (1) можно привести (см. приложение 1) к виду

$$\langle \sigma_{n, \alpha f}^{J\pi} \rangle = g_{J\pi} \langle \Gamma_{\alpha f}^{J\pi} \rangle \frac{\int \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n^{J\pi} \rangle (E_n)}{\langle \Gamma_n^{J\pi} \rangle (E_n)} F(E_n) dE_n}{2 \int \Phi(E_n) dE_n} \cdot \Delta E_n \quad (2)$$

Здесь $g_{J\pi}$ - статистический фактор, $\langle \Gamma_{\alpha f}^{J\pi} \rangle$ - соответствующая средняя α -ширина перехода в конечное состояние f , λ - длина волны нейтрона, $\langle \Gamma^{J\pi} \rangle$ и $\langle \Gamma_n^{J\pi} \rangle$ - средние значения полной и нейтронной ширины, энергетическая зависимость которых известна, а

$$F(E_n) = \langle \frac{\Gamma_n \Gamma_\alpha}{\Gamma} \rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_\alpha \rangle} \quad (3)$$

-фактор усреднения для реакции (n, α) . (Здесь и ниже мы опускаем индекс $J\pi$, если это не приводит к недоразумению).

Как показано в приложении 3, при условии $\langle \Gamma_\alpha \rangle \ll \langle \Gamma_\gamma \rangle$ фактор F не зависит от числа степеней свободы ν_f распределения Портера-Томаса для ширины $\Gamma_{\alpha f}^{J\pi}$ и с относительной точностью $\Delta_{\nu_f} = (1 + \frac{2}{\nu_f}) \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle}{\langle \Gamma_\gamma \rangle}$ ($\Delta_{\nu_f} = 10^{-4} \div 10^{-8}$ для большинства ядер) совпадает с фактором усреднения для реакции (n, γ) , см., например, [7]. Таким образом, если известен поток нейтронов, интегралы в выражении (2) легко вычисляются, и, зная среднее сечение, можно найти среднюю α -ширину. Измеренные площади α -пиков, так же как и получаемые из них $\langle \sigma_{n, \alpha f} \rangle$ и $\langle \Gamma_{\alpha f} \rangle$, даже в случае пренебрежимо малой экспериментальной погрешности являются случайными величинами вследствие конечности числа резонансов на интервале ΔE_n . Как показано в приложении 2, флуктуации, например, величины $\langle \Gamma_{\alpha f} \rangle$ определяются χ^2 распределением, эффективное число степеней свободы которого выражается формулой П15, а соответствующая относительная дисперсия (нормированная на среднее значение)

$$D \langle \Gamma_{\alpha f} \rangle = \frac{2}{\mu_f} \quad (4)$$

Непосредственно из экспериментального сечения величину средней парциальной α -ширины можно получить только для α -переходов между состояниями, одно из которых имеет нулевой спин. Такие данные могут быть получены из α -спектров, и иногда - для ядер, у которых велико расстояние между основным и возбужденными состояниями дочернего ядра, даже в случае, если измерены только полные сечения, поскольку переходы в возбужденные состояния у них сильно ослаблены (например, у ^{123}Te и ^{143}Nd в 10^2 раз).

В других случаях, когда возможен вклад нескольких различных угловых моментов для перехода в одно конечное состояние, среднюю парциальную α -ширину для каждого из них можно выделить, используя лишь определенные теоретические предположения, например, гипотезу статистической теории о равенстве величин средней приведенной α -ширины для всех каналов α -распада. В случае α -переходов на один конечный уровень данное предположение представляется разумным ввиду сложности захватных состояний. Тогда для конечного состояния можно записать

$$\langle \Gamma_{\alpha f}^{J\pi} \rangle = 2 \langle \gamma_{\alpha f}^2 \rangle \sum_{\ell(J\pi)} P_{\alpha \ell, f} \quad (5)$$

и средняя приведенная α -ширина распада в состояние f может быть вычислена на основе измеренного парциального сечения:

$$\langle \gamma_{\alpha f}^2 \rangle = \frac{D_{J\pi} \langle \sigma_{n, \alpha f}^{J\pi} \rangle}{g_{J\pi} \sum_{\ell(J\pi)} P_{\alpha \ell, f}} \cdot \frac{\int \Phi(E_n) dE_n}{\int \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma \rangle} F(E_n) dE_n} \quad (6)$$

Если при измерении средних сечений не удастся выделить парциальные α -переходы, полученное полное сечение позволяет определить только величину

$$\left\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \right\rangle_J = \sum_{J^\pi} g_{J^\pi} \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}^{J^\pi}}{D_{J^\pi}} \right\rangle. \quad (7)$$

В тех случаях, когда не удается разделить α -группы, соответствующие фиксированным конечным состояниям, в формуле (7) необходимо добавить суммирование по f .

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ (n, α)

Задача измерения усредненных по резонансам сечений реакции (n, α) в килоэлектронвольтовой области энергий нейтронов предъявляет определенные требования как к источнику нейтронов, так и к α -спектрометру. Поскольку ожидаемые величины сечений составляют в лучшем случае сотни микробарн, то, исходя из разумного времени измерений, при использовании в качестве α -спектрометра ионизационной камеры, имеющей 50%-эффективность, интегральный поток нейтронов на образец должен составлять $10^6 - 10^7$ н/с при сравнительно малом фоне от γ -лучей и быстрых нейтронов. Оценка возможностей наших источников нейтронов выявила следующие основные методы исследований: 1) использование в качестве источника нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ вблизи порога^{9/}, 2) исследование средних сечений (n, α) на пучках квазимоноэнергетических нейтронов, получаемых с помощью ядерных фильтров на реакторе ВВР-М^{10/} (проводимые нами в сотрудничестве с ИЯИ АН УССР) и 3) использование в качестве источника нейтронов времяпролетного спектрометра на базе импульсного реактора ИБР-30 в бустерном режиме^{11/}. Возможности, аналогичные получаемым при использовании метода времени пролета, представляет для измерения усредненных сечений реакции (n, α) также спектрометрия по времени замедления нейтронов в свинце (СВЗ)^{12/}.

Следует сказать также об особенностях нормировки средних сечений. Использовались три основных метода. Для источника нейтронов первого типа - метод прямого измерения потока как при помощи нейтронного потокомера,

имеющего постоянную эффективность в исследуемом диапазоне энергий, так и параллельно - путем измерения активации ядер ${}^7\text{Be}$, накапливающихся в литиевой мишени. В измерениях на скандиевом фильтре нормировка проводилась по реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, сечение которой хорошо известно, а ее энергетическая зависимость близка энергетической зависимости измеряемых сечений реакции (n, α). При использовании метода времени пролета применялась нормировка по опорному резонансу в электронвольтовой области. Поскольку выход α -частиц в резонансе, параметры которого известны, описывается^{13/} выражением

$$N_{\alpha}^k = n_0 \Phi(E_0^k) \lambda_k^2 \frac{1}{2} g_{J^\pi} \epsilon_{\partial} \cdot t_{\text{изм.}} \Gamma_n^k \Gamma_{\alpha}^k / \Gamma^k,$$

а выход α -частиц в энергетическом интервале ΔE_n , согласно выражению (1), можно записать как

$$N_{\alpha f} = \langle \sigma_{n, \alpha f} \rangle n_0 \epsilon_{\partial} \cdot t_{\text{изм.}} \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n,$$

то

$$\langle \sigma_{n, \alpha f} \rangle = \frac{N_{\alpha f}}{N_{\alpha}^k} \cdot \frac{\Phi(E_0^k) \lambda_k^2 g_{J^\pi}^k \Gamma_n^k \Gamma_{\alpha}^k}{2 \Gamma^k \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n}, \quad (8)$$

так как эффективность камеры ϵ_{∂} и время измерений $t_{\text{изм.}}$ одинаковы.

Рассмотрим основные причины погрешностей в измерениях, проводимых разными методами. Для первого источника нейтронов основную погрешность дает неточное определение их потока. В измерениях, проводимых на фильтрах, главной причиной погрешности является юстировка камеры на пучке и неоднородность толщины литиевой мишени. В методе времени пролета существенная ошибка возможна из-за неопределенности хода нейтронного потока как функции энергии нейтронов, а также тогда, когда опорным резонансом служит резонанс другого

элемента, и вследствие неточности определения соотношения потоков, падающих на каждую из мишеней.

Кроме указанных, существуют и общие для всех методов источники экспериментальных погрешностей, например, малая статистика отсчетов α -частиц.

Краткие характеристики упомянутых методик исследования средних сечений реакции (n, α) в килоэлектронвольтовой области энергий нейтронов при использовании детекторов большой площади (ионизационных камер) приведены в таблице. $[\Delta E_n$ - эффективная ширина интервала усреднения; $\sigma_{n, \alpha}^{\min}$ - оценка нижнего предела измерения сечения $\sigma(n, \alpha)$].

Таблица

Метод	E_n (кэВ)	ΔE_n (кэВ)	Поток на ми- шень н/с	$\sigma_{n, \alpha}^{\min} \times 10^6$ (б) (при $E_\alpha \approx$ ≈ 10 МэВ)	Разрешение α -спектро- метра (МэВ)
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	30	52	$2 \cdot 10^7$	5	0,7
Фильтры на ВВР-М	2	0,6	$5 \cdot 10^6$	40	0,4
	24	3,5	$6 \cdot 10^6$	4	0,4
	55	4	10^7		
	144	15	10^7		
ИБР-30+ +ЛУЭ-40	1	0,5	$2 \cdot 10^5$	20	0,4
	10	5	$2 \cdot 10^5$	30	0,7
СВЗ	20	10	-	200	

Представленные в последней строке таблицы оценки сделаны на основе параметров первого СВЗ, запущенного в эксплуатацию более 20 лет назад^{/12/}. Несомненно, более широкими возможностями обладают современные СВЗ на базе мощных источников нейтронов.

Сравнивая различные методики, необходимо принимать во внимание ряд особенностей, не отраженных в таблице - наличие фона от быстрых и тепловых нейтронов, который может завышать измеряемое сечение, фоны от сопутствующих гамма-лучей, влияющих на энергетическое разрешение, а также постоянство разрешения по энергии α -частиц в различных диапазонах энергии нейтронов.

Заметим, что наиболее низким фоном от сопутствующих излучений обладает методика на нейтронах от реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, но, к сожалению, она не позволяет существенно увеличивать поток нейтронов, что вынуждает применять "толстые" образцы и ограничиваться измерениями только полных сечений.

Большими перспективами обладает методика ядерных фильтров, поскольку потоки, приведенные в таблице, могут быть увеличены на 1-2 порядка простым увеличением диаметра фильтров.

Отметим, что методики времени пролета и времени замедления обладают существенным преимуществом по сравнению с остальными, позволяя измерить сечения одновременно в непрерывной последовательности энергетических интервалов, что, с одной стороны, уменьшает относительную погрешность измерения энергетической зависимости сечений, а с другой - позволяет выявить локальные изменения сечения в отдельных интервалах, которые могли бы вызываться α -кластерными уровнями.

Экспериментальные результаты для реакций ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha){}^{144}\text{Nd}$ и ${}^{123}\text{Te}(n, \alpha){}^{120}\text{Sn}$, полученные методом времени пролета, приводятся во второй части работы^{/11/}.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Вывод формулы для среднего сечения

Рассмотрим выражение для среднего парциального сечения реакции (n, α) на интервале ΔE_n

$$\langle \sigma_{n, \alpha}^{J^\pi} \rangle = \frac{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \sigma_{n, \alpha}^{J^\pi}(E_n) dE_n}{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n} = \frac{(\Phi \sigma_{n, \alpha}^{J^\pi})_{\Delta E_n}}{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n} \quad (\text{П.1})$$

Разобьем весь интервал энергии нейтронов ΔE_n на участки ΔE_n^i , такие, что $D \ll \Delta E_n^i \ll E_n$ (аналогично тому, как это делалось в исследованиях средних сечений радиационного захвата нейтронов)^{/5,6/}. Тогда поток на каждом участке можно считать постоянным и вынести за знак интеграла

$$(\Phi \sigma_{n,a_f}^{J^\pi})_{\Delta E_n} = \sum_i \Phi(E_n^i) \int_{\Delta E_n^i} \sigma_{n,a_f}^{J^\pi}(E_n) dE_n. \quad (\text{П.2})$$

Принимая, что сечение реакции описывается формулой Брейта-Вигнера для изолированного резонанса, и пренебрегая интерференционными эффектами, получим (см. /5,6/):

$$(\Phi \sigma_{n,a_f}^{J^\pi})_{\Delta E_n} = \sum_i \Phi(E_n^i) \sum_{r_i} \frac{1}{2} \lambda_{r_i}^2 g_{J^\pi} \left(\frac{\Gamma_n \Gamma_{a_f}^{J^\pi}}{\Gamma} \right)_{r_i} = (\text{П.3})$$

$$= \frac{1}{2} \sum_i \Phi(E_n^i) \lambda_i^2 g_{J^\pi} \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_{a_f}^{J^\pi}}{\Gamma} \right\rangle_i \cdot n_i^{J^\pi},$$

где $n_i^{J^\pi} = \Delta E_n^i / D_{J^\pi}$ - среднее число резонансов со спином и четностью J^π на i -участке. Заменяя среднее от произведения $\left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_{a_f}^{J^\pi}}{\Gamma} \right\rangle$ произведением средних, получим:

$$(\Phi \sigma_{n,a_f}^{J^\pi})_{\Delta E_n} = \frac{1}{2} \sum_i \Phi(E_n^i) \lambda_i^2 \frac{g_{J^\pi}}{D_{J^\pi}} \cdot \frac{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_{a_f}^{J^\pi} \rangle}{\langle \Gamma \rangle} F(E_n^i) \Delta E_n^i. \quad (\text{П.4})$$

где $F(E_n^i) = \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_a}{\Gamma} \right\rangle_i \frac{\langle \Gamma \rangle_i}{\langle \Gamma_n \rangle_i \langle \Gamma_a \rangle_i}$

-фактор усреднения для реакции (n, a) . Считая $\langle \Gamma_{a_f}^{J^\pi} \rangle$ не зависящей от энергии нейтронов величиной, получим

$$(\Phi \sigma_{n,a_f}^{J^\pi})_{\Delta E_n} = \frac{1}{2} \frac{g_{J^\pi}}{D_{J^\pi}} \langle \Gamma_{a_f}^{J^\pi} \rangle \sum_i \Phi(E_n^i) \lambda_i^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle_i}{\langle \Gamma \rangle_i} F(E_n^i) \Delta E_n^i. \quad (\text{П.5})$$

или, в интегральной форме,

$$(\Phi \sigma_{n,a_f}^{J^\pi})_{\Delta E_n} = \frac{1}{2} g_{J^\pi} \left\langle \frac{\Gamma_{a_f}^{J^\pi}}{D_{J^\pi}} \right\rangle \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle(E_n)}{\langle \Gamma \rangle(E_n)} F(E_n) dE_n. \quad (\text{П.6})$$

Тогда выражение для среднего сечения примет вид

$$\langle \sigma_{n,a_f}^{J^\pi} \rangle = g_{J^\pi} \left\langle \frac{\Gamma_{a_f}^{J^\pi}}{D_{J^\pi}} \right\rangle \cdot \frac{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle(E_n)}{\langle \Gamma \rangle(E_n)} F(E_n) dE_n}{2 \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n}. \quad (\text{П.7})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Оценка дисперсии средней α -ширины, связанной с конечным числом резонансов на интервале усреднения

В работе /14/ рассматривались свойства распределения полной α -ширины, являющейся суммой вкладов парциальных каналов α -распада "с". На основании того, что флуктуации парциальной α -ширины описываются распределением χ^2 с числом степеней свободы $\nu = 1$ и средним значением S_c , было показано, что распределение полной α -ширины также подчиняется закону χ^2 со средним значением

$$\langle S_c \rangle = \sum_c S_c, \quad (\text{П.8})$$

эффективным числом степеней свободы

$$\nu = \frac{(\sum_c S_c)^2}{\sum_c (S_c)^2} \quad (\text{П.9})$$

и относительной дисперсией, определяемой выражением

$$D_\nu = \frac{2}{\nu}. \quad (\text{П.10})$$

Запишем полную α -ширину распада в конечном состоянии f в виде

$$\Gamma_{a_f}^{J^\pi} = 2 \sum_{\ell(J^\pi)} P_{a\ell} \gamma_{a\ell}^2 \ell_{\ell f}, \quad (\text{П.11})$$

где $P_{\alpha \ell, f}$ - постоянные коэффициенты, а $\gamma_{\alpha \ell, f}^2$ флуктуируют по закону χ^2 . Тогда, исходя из предположения статистической теории о равенстве средних приведенных ширин, выражение П.9 можно привести к виду

$$\nu_f = \frac{(\sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f})^2}{\sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f}^2} \quad (\text{П.12})$$

Переходя к нашему случаю, подставим выражение (П.11) в (П.3) и получим площадь α -спектра, измеренного на интервале ΔE_n

$$N_{\alpha f} = B \sum_i \Phi(E_n^i) \lambda_i^2 \sum_{r_i} g_{r_i}^{J^\pi} \frac{\Gamma_n^{r_i}}{\Gamma_{r_i}} \sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f} \gamma_{\alpha \ell, f}^2 = \sum_{\delta} \bar{P}_{\alpha \delta} \gamma_{\alpha \delta}^2 \quad (\text{П.13})$$

Поскольку флуктуациями отношения $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ можно пренебречь в силу того, что $\Gamma_n \approx \Gamma$ ($\Gamma_n \gg \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{\gamma}$), то коэффициенты $\bar{P}_{\alpha \delta}$ суть нефлуктуирующие величины. Тогда, отвлекаясь от экспериментальной погрешности величины $N_{\alpha f}$, примем, по аналогии с результатом работы /14/, что $N_{\alpha f}$ подчиняется χ^2 -распределению с эффективным числом степеней свободы μ_f

$$\mu_f = \frac{(\sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f} g_{J^\pi} \sum_i \Phi(E_n^i) \lambda_i^2 \sum_{r_i} \frac{\Gamma_n^{r_i}}{\Gamma_{r_i}})^2}{\sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f}^2 g_{J^\pi}^2 \sum_i (\Phi(E_n^i) \lambda_i^2)^2 \sum_{r_i} (\frac{\Gamma_n^{r_i}}{\Gamma_{r_i}})^2} \quad (\text{П.14})$$

или, в интегральной форме,

$$\mu_f = \frac{1}{D_H} \frac{(\sum_{J^\pi} g_{J^\pi}^2 \sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f}^2 \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E_n) dE_n)^2}{\sum_{J^\pi} g_{J^\pi}^3 \sum_{\ell(J^\pi)} P_{\alpha \ell, f}^2 \int_{\Delta E_n} [\Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E_n)]^2 dE_n} \quad (\text{П.15})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Фактор усреднения в случае реакции (n, α)

Фактор усреднения F рассчитан и загатулирован для реакции (n, γ), где Γ_{γ} полагается постоянной (см. /7/). В случае реакции (n, α) флуктуирует не только нейтронная, но и α -ширина, поэтому точный расчет F представляет более сложную математическую задачу. Общий подход к такому расчету развит в /7/. В то же время малость величины средней α -ширины по сравнению с γ -шириной позволяет получить упрощенное выражение для фактора F .

Общее выражение для фактора F в нашем случае, когда предполагается, что Γ_{γ} - постоянная, а Γ_n и Γ_{α} флуктуируют по закону χ^2 с числом степеней свободы $\nu = 1$ и ν_{α} соответственно, будет иметь вид (см. в /7/):

$$F = \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_{\alpha}}{\Gamma} \right\rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_{\alpha} \rangle \langle \Gamma_n \rangle} = \iint_0^{\infty} \frac{x \cdot y R_1(x) R_{\nu}(y) dx dy}{A x + C y + B} \quad (\text{П.16})$$

где Γ , Γ_n и Γ_{α} - соответственно полная, нейтронная и α -ширины, $R_{\nu}(x)$ - χ^2 распределение с числом степеней свободы ν и

$$A = \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma \rangle}, B = \frac{\langle \Gamma_{\gamma} \rangle}{\langle \Gamma \rangle}, C = \frac{\langle \Gamma_{\alpha} \rangle}{\langle \Gamma \rangle}, x = \frac{\Gamma_n}{\langle \Gamma_n \rangle}, y = \frac{\Gamma_{\alpha}}{\langle \Gamma_{\alpha} \rangle}$$

или, подставляя в явном виде функции $R_1(x)$ и $R_{\nu}(y)$

$$F = \frac{\nu}{2\Gamma(\frac{3}{2})\Gamma(\frac{\nu}{2}+1)C} \int_0^{\infty} z^{\frac{1}{2}} e^{-z} \int_0^{\infty} \frac{t^{\nu/2} e^{-t}}{D(z) + t} dt dz \quad (\text{П.17})$$

где $z = \frac{x}{2}$, $t = \frac{\nu y}{2}$,

$$a) D_{(z)} = \frac{(2Az + B)\nu}{2C} \quad (\text{отметим, что } D_{(z)} \geq \frac{B\nu}{2C} =$$

$$= \frac{\nu \langle \Gamma_\gamma \rangle}{2\langle \Gamma_\alpha \rangle} = 10^4 \div 10^8); \Gamma(\frac{3}{2}) \text{ и } \Gamma(\frac{\nu}{2} + 1) - \text{гамма-функции}$$

от соответствующих аргументов.

Интеграл, стоящий в фигурных скобках, выражается через вырожденную гипергеометрическую функцию^{/15/}

$$\int_0^\infty \frac{t^{\nu/2} e^{-t}}{D_{(z)} + t} dt = D_{(z)} \int_0^\infty \frac{u^{\nu/2} e^{-D_{(z)}u}}{1 + u} du =$$

$$= D_{(z)}^{\nu/2} \Gamma(\frac{\nu}{2} + 1) \Psi(1 + \frac{\nu}{2}, 1 + \frac{\nu}{2}, D_{(z)}). \quad (\text{П.18})$$

При больших $D_{(z)}$ функция Ψ определяется асимптотическим выражением (см./16/):

$$\Psi(1 + \frac{\nu}{2}, 1 + \frac{\nu}{2}, D_{(z)}) = D_{(z)}^{-1 - \frac{\nu}{2}} (1 + \frac{\nu/2 + 1}{D_{(z)}} + o(|D_{(z)}|^{-2}). \quad (\text{П.19})$$

Таким образом, интеграл, стоящий в фигурных скобках выражения (П.17), с относительной точностью $\Delta \leq (1 + \frac{\nu}{2}) \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle}{\langle \Gamma_\gamma \rangle}$

равен $\frac{\Gamma(1 + \frac{\nu}{2})}{D_{(z)}}$. Тогда выражение для фактора

F примет вид

$$F = \frac{\langle \Gamma \rangle}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} e^{-x/2} dx}{\langle \Gamma_n \rangle x + \langle \Gamma_\gamma \rangle}, \quad (\text{П.20})$$

то есть в нашем случае оказывается независимым от числа степеней свободы канала α -распада, и с точ-

ностью, лучшей, чем 10^{-4} , совпадающим с фактором для реакции (n, γ) .

ЛИТЕРАТУРА

1. Kvitek J., Popov Yu.P. Phys.Lett., 1966, 22, p.186.
2. Popov Yu.P. et al. Nucl.Phys., 1972, A188, p. 212-24.
3. Гледенов Ю.М., Пак Хон Чер, Попов Ю.П. Бюллетень центра данных ЛИЯФ, вып. 4, Л., 1977, с. 3.
4. Соловьев В.Г. ЯФ, 1971, 13, с. 48.
5. Физика быстрых нейтронов (пер. а англ.), т.2, Атомиздат, М., 1966, с. 506.
6. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. ЖЭТФ, 1962, т. 43, с.2000.
7. Лукьянов А.А. "Структура нейтронных сечений", Атомиздат, М., 1978, с.108.
8. Попов Ю.П. и др. Acta Phys. Polon. 1973, vol.В4, p. 275.
9. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1978.
10. Вертебный В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
11. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-12756, Дубна, 1979.
12. Шапиро Ф.Л. "Физика нейтронов", "Наука", М., 1976, с. 160.
13. Юз Д. "Нейтронные эффективные сечения", ИЛ, М., 1959, с. 152.
14. Попов Ю.П. и др. In: "Nuclear Data for Reactors". Vol. 1, IAEA-CN 26/125, Vienna, 1970, p.669.
15. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. "Специальные функции", "Наука", М., 1977, с.313.
16. Журина М.И., Осипова Л.Н. "Таблицы вырожденной гипергеометрической функции", Изд-во ВЦ АН СССР, М., 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1979 года.