

Нейтронная физика

Neutron Physics Conference
Kiev, USSR, 24-28 May 1971
Kiev-1972
Volume 1

часть I



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АКАДЕМИЯ НАУК УССР

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

ЧАСТЬ I

Материалы Всесоюзного совещания.

Киев, 24 — 28 мая 1971 г.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКОВА ДУМКА»

КИЕВ — 1972

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я :

доктор физико-математических наук Л.Н.УСАЧЕВ (ответственный редактор), кандидаты физико-математических наук С.И.СУХОРУЧКИН (зам.ответственного редактора), В.П.ВЕРТЕБНЫЙ (зам.ответственного редактора), Л.И.ПИСАНКО, доктор физико-математических наук М.Н.НИКОЛАЕВ.

Редакция информационных изданий
Зав.редакцией В.И.ГИШЕЛАХ

ОТ РЕДАКЦИИ

Нейтронная физика одна из старейших и наиболее результативных областей ядерной физики. Она имеет огромное значение не только для изучения строения атомного ядра и природы ядерных сил, но и открывает возможность широкого практического использования атомной энергии на благо человека.

Широкое использование достижений атомной науки и техники в различных отраслях народного хозяйства и развитии атомной энергии предъявляют высокие требования к нейтронной физике и особенно к знанию констант делящихся и конструкционных материалов.

24-28 мая 1971 г. в г.Киеве состоялось Всесоюзное совещание по нейтронной физике, созванное Государственным Комитетом по использованию атомной энергии при Совете Министров СССР, Академией наук СССР, Академией наук УССР и Институтом ядерных исследований АН УССР.

Цель его состояла в необходимости повысить интерес к нейтронной физике, ответить на возрастающие потребности в нейтронных данных для теории ядра, физики реакторов, термоядерных реакторов, астрофизики в связи с новыми идеями в развитии ядерных моделей, с возможностью оптимизации параметров реакторов с помощью электронно-вычислительных машин, проектировкой сооружения прототипов термоядерных реакторов в ряде стран и с особой ролью нейтронных реакций в звездах.

В работе совещания приняли участие 192 ученых из Советского Союза и социалистических стран, представившие 129 докладов.

Настоящий сборник состоит из двух частей и включает доклады по следующим разделам:

подробности в ядерных данных;

общие вопросы взаимодействия нейтронов с ядрами;

экспериментальное изучение свойств атомных ядер;
Физика деления ядер;
сбор и оценка ядерных данных;
методы нейтронной спектрометрии;
некоторые актуальные вопросы ядерной физики.

Доклады содержат интересные данные, которые будут использованы для дальнейшего развития экспериментальных и теоретических исследований в области нейтронной физики.

ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА
БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

С.М.Зарицкий, М.Н.Николаев, М.Ф.Тройнов
(Московский инженерно-физический институт, Физико-
энергетический институт АН СССР)

Исходя из необходимой точности расчета времени удвоения ($\pm 10\%$), $k_{\text{эф}}$ ($\pm 1\%$) и коэффициента воспроизводства ($\pm 2\%$) больших плутониевых бриддеров сформулированы требования к точности таких оцененных ядерных данных, используемых при составлении групповых констант, как σ_f для U^{235} , ν_f для Cf^{252} , α для Pu^{239} , отношения сечений $\sigma_c^i / \sigma_f^{235}$, $\sigma_f^i / \sigma_f^{235}$, сечения неупругого увода под порог деления U^{238} и т.д.

Coming from needed accuracy of calculations of doubling time ($\pm 10\%$), k_{eff} ($\pm 1\%$) and breeding ratio ($\pm 2\%$) for large plutonium breeders we formulated the requests to accuracy of such evaluated nuclear data as σ_f for U^{235} , ν_f for Cf^{252} , α for Pu^{239} ; cross section ratios $\sigma_c^i / \sigma_f^{235}$, $\sigma_f^i / \sigma_f^{235}$, cross sections of inelastic moderation etc. The multi-group constants for reactor calculations are produced from these nuclear data.

Задача настоящей работы состоит в оценке точности ядерных констант, рекомендуемых для расчета быстрых реакторов, если задана необходимая точность расчета реакторных характеристик. При этом учитывается, что при оценке рекомендованных значений констант не используется информация, получаемая в интегральных реакторных экспериментах.

Точность оцененных ядерных данных определяется количеством, точностью и разбросом результатов дифференциальных измерений, используемых при оценке. Строгое определение точности оцененных констант, особенно в случаях, когда результаты различных авторов отличаются друг от друга намного больше, чем можно ожидать исходя из приписанных этим данным ошибок, представляет собой еще не вполне решенную проблему, и мы ее здесь не рассматриваем. Выдвигая требования к точности оцененных констант, мы указываем, в сущности, границы, в которые должны укладываться результаты нескольких независимых измерений, выполненных различными методами.

В основе оценки требуемой точности лежит анализ чувствительности результатов расчета реактора к изменениям ядерных констант. Этот анализ выполнен с помощью обобщенной теории возмущений [1] для быстрых плутониевых бридеров с металлическим, карбидным и окисным топливом, предназначенных для АЭС мощностью 600-1000 мвт [2].

Требования к точности расчета физических характеристик энергетического быстрого реактора. Неопределенность ядерных данных и ее возможные последствия проанализированы на конференции в Хельсинки [3]. Анализ показал, что существующая неопределенность ядерных данных приводит к погрешности расчета топливной составляющей стоимости электроэнергии в $\pm 0,013$ цент/квт-ч, что составляет ~3% полной стоимости. Такая неопределенность предсказания полной стоимости электроэнергии невелика, так как вряд ли вообще следует требовать точности экономической оценки лучше 5%. Таким образом, задаваясь разумной допустимой погрешностью определения топливной составляющей, нельзя предъявлять новых требований к точности определения и оценки ядерных данных. Очевидно, что неопределенность ядерных данных может сказаться не только на топливной, но и на капитальной составляющей стоимости в связи с необходимостью предусматривать различные конструктивные решения для компенсации возможных ошибок расчета. Кроме того, ошибки расчета могут привести не только к ошибкам в загрузке топлива и выдаче плутония, но и к снижению мощности реактора. Однако связать эти факторы с неопределенностью ядерных данных очень трудно.

Мы предъявляем требования к точности ядерных данных исходя из необходимой точности расчета натуральных показателей топливного цикла: расхода урана на развитие энергетики и времени удвоения T_2 . Обе эти величины прямо связаны с загрузкой горючего и коэффициентом воспроизводства.

С точки зрения использования природных ресурсов ядерного горючего желательно, чтобы характеристики быстрых реакторов были такими, при которых атомная энергетика могла бы развиваться с использованием только дешевого урана. В.В. Орловым показано, что если быстрые реакторы будут обладать временем удвоения 6 - 8 лет, то при развитии атомной энергетики на тепловых (ВВР) и быстрых реакторах при асимптотическом темпе развития в 8% можно обойтись запасами дешевого урана. Таким образом, от быстрых реакторов будущего потребуется среднее время удвоения ~ 7 лет и точность его расчетного предсказания должна быть порядка 10%.

Исходя из этого, можно предъявить требования к точности расчета таких характеристик реактора, как $k_{эф}$ и коэффициент воспроизводства КВ. Действительно,

$$T_2 \approx A \frac{G}{KB-1},$$

где A - константа, G - загрузка реактора.

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_2}{T_2} &= \frac{\Delta G}{G} + \frac{\Delta KB}{KB} \left(\frac{KB}{KB-1} \right) \approx \\ &\approx 2 \frac{\Delta k_{эф}}{k_{эф}} + \frac{\Delta KB}{KB} \left(\frac{KB}{KB-1} \right). \end{aligned}$$

Это выражение оставляет неопределенным соотношение допустимых относительных ошибок $k_{эф}$ и КВ, и чтобы найти его необходимо использовать дополнительные соображения.

В больших быстрых реакторах ошибка $k_{эф}$ в 1% лежит на грани возможного с точки зрения ее компенсации с помощью изменения числа пакетов по сравнению с проектным или с помощью компенсации органами регулирования. Даже в реакторе БН-350 ошибка $k_{эф}$ в 1% требует изменения числа пакетов на 5-6%. В реакторах большего размера требуемые для компенсации просчета изменения объема будут еще большими. С другой стороны, например, в реакторе БН-600 ошибка $k_{эф}$ в 1% может сократить на 20-25% время работы между

перегрузками. Эти соображения вызывают необходимость точности расчета $k_{эф}$ не хуже 1%. В таком случае для быстрых реакторов с керамическим топливом и КВ равным 1,3 - 1,5 требуемая точность расчета КВ оказывается равной 1,8 - 2,7%.

Использование именно этих величин в качестве критериев, обуславливающих требования к точности ядерных констант, справедливо в том случае, если неопределенность состава реактора будет приводить к меньшей погрешности расчета $k_{эф}$ и КВ.

Для оценки требований к точности знания состава реактора принято, что неопределенность состава должна давать погрешность $k_{эф}$, равную 0,5%, а КВ - 1%. Оказалось, что усредненный состав реактора должен в этом случае иметь следующую точность, %:

загрузка топлива ($UO_2 + PuO_2$)	- 0,8;
концентрация плутония	- 0,4;
содержание осколков	- 10;
содержание стали	- 5;
содержание натрия	- 7.

Эти требования выполнимы в связи с большим количеством топливных элементов и пакетов, загружаемых в реактор. Составы отдельных пакетов могут колебаться в больших пределах, однако средний состав может быть известен с нужной точностью.

Поэтому в качестве критериев для выработки требований к точности ядерных данных мы принимаем допустимую погрешность расчета

$$\Delta k_{эф} / k_{эф} \leq \pm 1\% ;$$

$$\Delta KB / KB \leq \pm 2\% ,$$

что позволяет предсказывать время удвоения с точностью $\sim \pm 10\%$.

Оценка необходимой точности ядерных данных. К точности каких измеряемых ядерных данных предъявляются требования и какими эти требования оказываются зависит от пути по которому из этих ядерных данных вырабатываются рекомендованные значения групповых констант, непосредственно фигурирующих в реакторных уравнениях. Мы вырабатываем свои требования, исходя из следующей схемы определения констант, необходимых для диффузионного расчета реактора (обозначения общеприняты, i - индекс изотопа):

$$\sigma_c^i(E) = \sigma_f^{235}(E) r_c^i(E);$$

$$\sigma_c^{239}(E) = \alpha^{239}(E) \sigma_f^{235}(E) r_f^{239}(E);$$

$$\sigma_f^i(E) = \sigma_f^{235}(E) r_f^i(E);$$

$$\gamma_f^i(E) = \gamma_f^{cf-252} \frac{\gamma_0^i}{\gamma_f^{cf-252}} \cdot \frac{\gamma_f^i(E)}{\gamma_0^i};$$

$$\sigma_{tr}^i(E) = \sigma_{tot}^i(E) - \mu_e^i(E) \sigma_e^i(E),$$

сечение упругого замедления $\sigma_d(e) = \xi \sigma_e / \Delta u$.

Здесь $\sigma_f^{235}(E)$, $r_f^i(E) = \sigma_e^i(E) / \sigma_f^{235}(E)$, $r_f^i(E) = \sigma_f^i(E) / \sigma_f^{235}(E)$,
 γ_f^{cf-252} , $\gamma_0^i / \gamma_f^{cf-252}$ (γ_0^i — опорное значение γ_f^i), $\gamma_f^i(E) / \gamma_0^i$,

$\mu_e(E)$ — величины, которые могут быть измерены (и действительно обычно измеряются) в независимых экспериментах. Нами принято, что определение оцененных значений этих величин производится независимо для каждого из групповых интервалов энергии [4]. Отметим, что наличие корреляций между погрешностями одной и той же константы в разных группах приведет к некоторому повышению требований к точности ядерных данных. Наконец, считаем, что сечения неупругих переводов из группы в группу определяются исходя из оцененных значений эффективной температуры спектра неупруго рассеянных нейтронов T_{in}^i и сечений увода под порог деления $\nu^{238} \sigma_{in,8}^i$ и под порог деления $N_p^{237} \sigma_{in,7}^i$.

Трудно судить определенно о распределении погрешности оцененных данных, в особенности, если их получают, исходя из результатов нескольких независимых измерений. Будем считать эти распределения нормальными.

Естественно, что чем большее влияние оказывает изменение константы на результаты расчета реактора, тем точнее эта константа должна быть известна. Наиболее приемлемым с точки зрения надежности расчетного предсказания характеристик реакторов является требование, чтобы максимально возможное изменение каждой константы, т.е. изменение на полную величину ее допустимой погрешности, приводило бы к одному и тому же изменению расчетных характеристик реактора. Отсюда

$$\alpha_{\gamma}^x = \frac{\partial x}{\partial \gamma} \cdot \frac{1}{|x_{\gamma}|},$$

где D_x - необходимая точность расчета характеристики X ; α_y^x - требуемая точность константы y ; n - количество независимых источников погрешности расчета (независимых констант, к точности которых предъявляются требования); X_y - "эффективность" y по отношению к X , т.е. количественная мера чувствительности расчета X к изменению y , которую удобно определить как

$$X_y = (\partial X / \partial y)(y/X).$$

Эффективности X_y вычисляются с помощью обобщенной теории возмущений [2].

Учитывая количество источников погрешности n , следует брать во внимание только те из них, которые могут внести реальный вклад в суммарную погрешность. С этой целью может быть сделано несколько итераций. Определив n в первом приближении и вычислив все α_y^x , следует затем исключить из рассмотрения те константы, реально достигнутая точность которых заведомо выше полученных требований. После этого подсчитывается количество оставшихся констант и определяются новые требования к определению их точности, которые в силу уменьшения n оказываются мягче предыдущих. Процедура повторяется до тех пор, пока α_y^x не перестанут изменяться.

Результаты такой оценки α_y^x даны в табл. I. Приведены только те требования, которые превышают достигнутый на сегодня уровень точности. Это требования, наиболее приемлемые с точки зрения реакторщика, поскольку для всех констант $\alpha_y^x \sim 1/|X_y|$. Однако многие из этих требований в настоящее время вряд ли можно считать реалистичными.

Требования, предъявляемые к точности констант, более разумные с точки зрения экспериментатора и оценщика, однако в меньшей степени удовлетворяющие реакторщика, можно получить, если отказать от условия $\alpha_y^x \sim 1/|X_y|$ и попытаться скомпенсировать смягчение требований к точности одних констант выдвиганием более жестких, но реалистичных, требований к точности других, так, чтобы точность расчета осталась при этом неизменной. Один из

Т а б л и ц а I

Требования к точности оцененных ядерных данных, полученные при условии одинакового вклада допустимой погрешности каждой константы в погрешность расчета к_{эф} (верхняя цифра) и КВ (нижняя цифра), ±%.

E_n	6,5	4,0	2,5	1,4	0,8	0,4	0,2	0,1	46,5	21,5	10	2,15	0,465	0,1
	МэВ													
	кэВ													
σ_f^{235}	7 10	3 4	1,5 2	4 10	2 8	2 8	2 7	4 6	6 9	13 16	25 16	30 16		
α^{239}						55 20	30 10	20 10	15 6	12 4	12 4	14 5	11 5	20 10
r_f^{239}		8 30	4 16	3 14	1,5 9	1,5 10	1,3 12	1,3 30	1,5 26	2 14	3 13	3 20	9 35	
$\frac{\gamma_f^{239}(E)}{\gamma_o^{239}}$		2,4 2,7	2,1 2,3	1,1 1,2	0,9 1,0	0,9 1,0	0,9 1,0	0,9 0,9	1,0 1,1	1,4 1,5	1,9 2	1,8 2	4 4	
r_c^{238}				12 60	6 25	4 16	3 9	2,5 5	2,5 5	2,5 5	3 5	4 5		
r_f^{238}		4 4	2,5 2,5											
$\frac{\gamma_f^{238}(E)}{\gamma_o^{238}}$		2,5 2,5	1,5 1,5											
r_c^{Fe}								40 30	35 30	35 30	50 40	50 40	35 30	
σ_{tot}^{Fe}									60 10	30 10				
$r_c^{ок}$									40 45	40 50	40 50	30 40	25 35	40 85
r_{γ}^{Na}												100 80		
r_n^{Na}													8 8	
σ_{tot}^{Na}														30 15
$\frac{\sigma_f^{252}(0,10)}{\sigma_f}$	0,10 0,12													
$\sigma_{in,3}^{239}$		40 45												
$\frac{\gamma_o^{238}}{\gamma_f}$		0,9 0,8												
$\sigma_{in,7}^{238}$		12 60												
$\sigma_{in,8}^{Na}$								15 20						
$\sigma_{in,8}^{Fe}$									3 4					
$\sigma_{in,8}^{ок}$													30 45	
$\frac{\gamma_o^{239}}{\gamma_f}$	0,12 0,13													
$\sigma_{in,7}^{239}$		80 250												
$\sigma_{in,8}^{238}$		2,5 2,5												
r_{in}^{238}		5 5												
r_{in}^{Na}								15 20						
r_{in}^{Fe}									4 5					

Таблица 2

Более реалистичный вариант требований к точности оцененных ядерных данных

Константа	Область энергий, ΔE	Необходимая точность, % ±	Вклад в погрешность расчета, %	
			кэф	кв
σ_f^{235}	0,5кэВ-7МэВ	3	0,35	0,38
γ_{cf}^{235}	-	0,5	0,50	0,89
α^{239}	0,1кэВ-0,8МэВ	7	0,14	0,70
$\sigma_f^{239} / \sigma_f^{235}$	0,1кэВ-4МэВ	2	0,36	0,10
$\gamma_f^{239}(E) / \gamma_o^{239}$	0,1кэВ-2,5МэВ	0,7	0,19	0,34
$\gamma_o^{239} / \gamma_{cf}^{239}$	-	0,5	0,42	0,77
$\sigma_{in,8}^{239}$		10	0,03	0,05
$\sigma_{in,7}^{239}$		10	0,01	0,02
$\sigma_a^{238} / \sigma_f^{235}$	0,5кэВ-1,4МэВ	3	0,28	0,27
$\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$	1,4-4 МэВ	3	0,15	0,29
$\gamma_f^{238}(E) / \gamma_o^{238}$	1,4-4МэВ	0,7	0,05	0,11
$\gamma_o^{238} / \gamma_{cf}^{238}$		0,7	0,08	0,16
$\sigma_{in,8}^{238}$		5	0,20	0,38
$\sigma_{in,7}^{238}$		5	0,04	0,07
τ_{in}^{238}		5	0,1	0,2
$\sigma_c^{Fe} / \sigma_f^{235}$	0,5-200кэВ	10	0,06	0,14
σ_{tot}^{Fe}	20-100кэВ	5	0,02	0,10
$\sigma_{in,8}^{Fe}$		5	0,05	0,10
τ_{in}^{Fe}		5	0,13	0,20
$\sigma_c^{акк} / \sigma_f^{235}$	0,1-100кэВ	20	0,14	0,22
$\sigma_{in,8}^{акк}$		30	0,08	0,13
γ_{Na}	2,15-10кэВ	20	0,02	0,04
γ_{Na}	2,15-10кэВ	5	0,06	0,13
σ_{tot}^{Na}	50-100кэВ	5	0,02	0,06
$\sigma_{in,8}^{Na}$		5	0,03	0,06
τ_{in}^{Na}		5	0,03	0,06

Итого

ii/ Для каждого из групповых интервалов
14/ в области ΔE .

возможных вариантов таких требований представлен в табл.2. Видно, что и эти требования весьма высоки: существующая точность ядерных данных, по-видимому, в 2 - 3 раза хуже.

Следует отметить, что выдвигаемые требования к точности ядерных данных относятся к сечениям, в которые уже введены поправки на резонансную самоэкранировку. Величины этих поправок определяются факторами резонансной самоэкранировки [4]. Точность знания этих факторов (определяемая точностью знания структуры сечений) должна быть такова, чтобы произведение среднего сечения, измеренного на тонком образце, на фактор самоэкранировки было известно с указанной в табл.1 или 2 точностью. Отсюда следует, что в резонансной области энергий требования к точности средних сечений и факторов самоэкранировки должны быть приблизительно в 1,5 раза выше указанных. Выполнение требований к точности факторов самоэкранировки может представить особые экспериментальные трудности, поскольку эти факторы в значительной степени определяются величиной сечений на "крыльях" резонансов и в межрезонансных областях. В области неразрешенных резонансов эти требования могут быть, по-видимому, удовлетворены лишь в экспериментах по пропусканию через образцы большой толщины [5-7]

Требования к точности оцененных ядерных данных могут быть снижены, если выбор констант, рекомендуемых для реакторных расчетов, производить с учетом результатов анализа интегральных реакторных экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. У с а ч е в Л.Н. АЭ, 1963, 15, 472.
З а р и ц к и й С.М. - В кн.: Физика ядерных реакторов, вып.1 Атомиздат, М., 1968, с.39.
З а р и ц к и й С.М. - Бюлл. ЦИД, вып.6. Атомиздат, М., 1969, с.289.
2. З а р и ц к и й С.М., Т р о я н о в М.Ф. - В кн.: Физика ядерных реакторов, вып.2. Атомиздат, М., 1970, с.168.
3. G r e e b l e r P., N u t c h i n s B.A., S o w a n C.L. Nuclear Data for Reactors, Vol. I, p. 17, IAEA, Vienna, 1970.
4. А б а г я н Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.
5. S z i r g J.B., G r a m b l e t R.L. Nucl. Sci. and Engng. Vol. 28, p. 62, 1967; Vol. 35, p. 35, 1969.

6. Ф и л и п п о в В.В., Н и к о л а е в М.Н. Измерение структуры полных нейтронных сечений. Англо-советский семинар по ядерным константам для расчета реакторов. Дубна, 1968.
7. В а н ь к о в А.А. и др. Nuclear Data for Reactors. Vol. I, p. 559, IAEA, Vienna, 1970.

О ПОТРЕБНОСТЯХ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ
КАМПАНИИ ТЯЖЕЛОВОДНОГО РЕАКТОРА С ЕСТЕСТВЕННЫМ
УРАНОМ

П.П.Благоволин
(Институт теоретической и экспериментальной физики
АН СССР)

Анализируются погрешности расчета кампании тяжеловодного реактора естественным ураном, связанные с неточностью входящих в расчет констант.

The calculation errors are analysed of water reactor campaign with uranium of natural enrichment. The errors are connected with inaccuracy of the constants involved in the calculation.

Требования к точности ядерных данных оказываются максимальными в тех случаях, когда вычисляется величина, измерение которой в интегральном эксперименте затруднено.

Глубина выгорания ядерного топлива в реакторе при заданном запасе реактивности на кампанию определяется при проектировании главным образом расчетным путем. Проанализировать погрешность результата такого расчета с точки зрения неточностей, входящих в расчет констант, необходимо, особенно если учесть, что глубина выгорания является важным экономическим показателем.

В этой работе мы считаем, что запас реактивности на кампанию известен точно, например, из критического эксперимента. На самом деле это не совсем соответствует действительности, здесь также необходимо анализировать влияние неточностей констант, но такой анализ составляет предмет отдельного рассмотрения.

Проделанные нами расчеты не относятся к какому-либо конкретному реактору, они носят характер оценок для "типичного" случая тяжеловодного реактора. Мы предполагали, что выполняется режим непрерывных перегрузок, а модель самого реактора - "точечная". Для оценок влияния констант этого, вероятно, вполне достаточно. Средняя глубина выгорания в топливе, которое находится в ак-

тивной зоне, принята равной 5000 Мвт·дн /т – это достаточно типичная цифра. В канадских проектах тяжеловодных реакторов рассматривались близкие величины выгораний. Следует иметь в виду, что в выгруженном топливе глубина выгорания будет намного больше.

Методика расчета с незначительными изменениями взята из работы [1]. Характеризуем здесь кратко основные физические детали этой расчетной модели.

Учитываются изменения концентраций главных изотопов: урана 235, плутония 239, 240, 241. Шлаки рассматриваются суммарно объединением их в три группы: 1) сильно поглощающие; 2) слабо поглощающие; 3) с промежуточным поглощением. В третьей группе рассмотрены отдельно три изотопа: криптон 83, неодим 143 и европий 153.

Модель учитывает изменение соотношения тепловых и надтепловых нейтронов в течение кампании и учитывает изменение гетерогенной блокировки основного уровня плутония 240 в зависимости от изменения его концентрации. Учет этих двух эффектов делает систему дифференциальных уравнений выгорания нелинейной. Эта система уравнений с необходимыми дополнениями запрограммирована на ЭВМ. Вычислялась разность Δk между $k_{эфф}$ в начале кампании и $k_{эфф}$ в конце кампании при точно заданном заранее значении накопления осколков деления.

Сначала расчет делается при номинальном значении всех констант и вычисляется Δk_0 (запас на кампанию). Затем поочередно каждая из констант, считающаяся независимой от других констант (если была известна корреляция, то она учитывалась), увеличивалась на значение ее экспериментальной погрешности и расчет повторялся столько раз, сколько было всего независимых входных величин. Из полученных Δk_i вычитались Δk_0 ($\delta k_i = \Delta k_i - \Delta k_0$).

В таблице приведены: а) названия констант в порядке их вклада в суммарную погрешность; б) принятые ошибки экспериментов, %; в) чувствительности (ρ_i), т.е. такие значения отклонения запаса реактивности на кампанию, которые возникли бы при изменении каждой из варьируемых величин на 1%; г) вклад погрешности данной константы в дисперсию, % (χ_i).

Суммарная погрешность оценивалась квадратичным способом, что является, вероятно, ее минимальной оценкой. Она оказалась равной 0,9% в $k_{эфф}$. Вклад в дисперсию вычислялся по формуле

$$\delta k_{сум} = \sqrt{\sum_i (\delta k_i)^2}; \quad \chi_i = \frac{(\delta k_i)^2}{\sum_i (\delta k_i)^2} \cdot 100.$$

Номинальный запас реактивности на кампанию при указанной глубине выгорания оказался равным 4% в кэфф.

Пересчет погрешности в реактивности в погрешность глубины выгорания произведен графически по кривой зависимости кэфф (выгорание). Результат равен 5000 ± 500 Мвт·дн/т.

Относительная погрешность в терминах глубины выгорания меньше, чем в терминах реактивности, так как кривая кэфф (выгорание) идет сначала полого, а затем - круто вниз.

Величина	Чувствительность $\rho_i, \%$	Погрешности эксперимента, %	Вклад в дис- персию $\chi_i, \%$
σ_g^2	0,560	0,7	18,5
I_g^2	0,130	3	18,5
I_g	0,124	3	16,7
ψ_8	0,536	0,5	8,67
ψ_g^2	0,532	0,5	8,51
σ_g	0,374	0,6	6,05
σ_8	0,221	1	5,9
ψ_5^2	0,548	0,3	3,23
$I_{ин}$	0,0079	20	3,03

Кроме величин, приведенных в таблице, варьировались еще около двух десятков констант: константы плутония 240, плутония 241, параметры шлаков, температура нейтронов и т.д. Их общий вклад в дисперсию составляет около 11%.

Следует заметить, что поскольку целью расчета является получение "разностного" эффекта, то абсолютные значения исходных параметров не играют большой роли в результате.

Величины погрешностей брались в основном из работ [2-4] в отдельных случаях с некоторым округлением. Для сечений 2200 м/сек ошибки включают неопределенности g -факторов Весткота. Резонансные интегралы считались до условной энергии сшивки спектров Максвелла и Ферми ($\sim 0,2$ эв). Для отдельных величин (оказавшихся впоследствии малозначащими) погрешности брались условно или по аналогии с подобными, если для них не удавалось найти табличных данных.

Погрешность для эффективного резонансного интеграла урана 238 взята из работы [5], она была несколько увеличена, имея в

виду то обстоятельство, что при пересчете в величину \mathcal{U}_3 входят еще дополнительные погрешности из-за несовершенства теории и ошибки в множителе $\Sigma_i \Sigma_s$. Наконец, еще одно общее замечание относительно выбора численных величин погрешностей: этот выбор всегда остается субъективным.

При небольшом изменении в величинах погрешностей результаты этой работы могут быть легко откорректированы на основе приведенных данных.

Из рассмотрения таблицы следует, что нельзя указать какую-нибудь одну константу, которая бы и определяла величину всей погрешности. Полная погрешность складывается главным образом за счет параметров плутония 239. Неожиданным, с точки зрения автора, оказалось то, что в числе основных "виновников" не оказалось ни шмаков, ни температуры нейтронного газа, последнее, вероятно, справедливо лишь для рассмотренной глубины выгорания. При других соотношениях изотопов урана 235 и плутония 239 влияние термализации может оказаться значительным.

Интересно отметить, что если в расчете полной ошибки взять в качестве исходных данных экспериментальные погрешности такими, какими они были лет десять назад, то ошибка возрастет почти втрое. За эти десять лет прогресс в области уточнения констант изменил положение кардинальным образом. Но точность все еще недостаточна, особенно при определении не очень глубоких выгораний, из-за отмеченного выше пологого характера кривой $k_{эфф}$ (выгорание) на начальном участке. Исправить положение до некоторой степени можно созданием резерва реактивности для перекрывания возможной ошибки. Этот резерв составляет, вероятно, величину порядка 0,5% в $k_{эфф}$.

Для дальнейших уточнений нужны отдельные прецизионные эксперименты вместе с уточнением теории и расчетных моделей, большая роль принадлежит оценке уже имеющихся данных и работ по определению рекомендованных констант на основе накапливающегося опыта в интегральных экспериментах.

Л и т е р а т у р а

1. И о ф ф е Б.Л., О к у н ь Л.Б. О выгорании горючего в ядерных реакторах. - АЭ, 1956, 4.

2. W e s c o t t C.H. at all. - Atomic Energy Review, 1965, 3, № 2.
- 3: C a b e l l M.I. Nucl Data for Reactors. Vol. 2, Vienna, 1967.
4. Reactor Physics Constants ANL-5800 second Edition.
5. Hellstrand. Reactor Physics in the Resonance and Thermal Region Vol. II. National Topical Meeting, 1965.

ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ РЕАКТОРОВ

А.А.Абагян, А.А.Дубинин, А.П.Суворов
(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В докладе рассматривается вопрос о потребности в ядерных данных. Указывается на важность знания для целей защиты полных сечений и индикатрис упругого рассеяния с высокой степенью точности. Приводится ориентировочная точность требуемых сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Указывается на неполноту и невысокую точность ядерных данных по спектрам вторичного гамма-излучения, сопровождающего радиационный захват, неупругое рассеяние и некоторые другие процессы взаимодействия нейтронов с ядрами.

The paper presents the problem of requirement for nuclear data. The importance of this knowledge is shown for shielding total cross-sections and elastic scattering angular distribution with high precision. A tentative precision of the required interaction neutron cross-sections with nuclei is given. One indicates to incompleteness and low precision of nuclear data on secondary gamma-radiation spectra, accompanying radioactive capture, non-elastic scattering and some other processes of neutron interaction with nuclei.

Длительное время расчеты защиты реакторов проводились в основном по полуэмпирическим методикам (метод длин релаксаций, метод сечений выведения, лучевой анализ с факторами накопления и т.п.). Это объясняется различными причинами, главными из которых были отсутствие достаточно точных теоретических методов расчета защиты, описывающих распределения нейтронов на больших расстояниях от реактора в сложной геометрии, и не очень жесткие

требования к точности определения весо-габаритных и других характеристик защиты стационарных атомных электростанций. Разработка точных методов расчета, в свою очередь, была невозможна из-за отсутствия электронновычислительных машин, обладающих достаточным быстродействием и памятью. Поэтому использование полуэмпирического подхода к расчету защиты на начальных этапах развития атомной энергетики было оправдано. Более того, он будет широко применяться и далее. По-видимому, полуэмпирические методы сохраняют доминирующее положение в практике инженерных оценочных расчетов защиты при текущем проектировании.

Однако внедрение ядерных реакторов в транспортные установки и необходимость оптимизировать затраты при строительстве атомных электростанций обусловили острую необходимость разработки точных методов расчета защиты. Защита современных атомных установок представляет собой сложную геометрическую с неоднородностями систему, состоящую из материалов с различными ядерно-физическими свойствами. Тем не менее, с помощью численных методов в принципе возможно описание распределений нейтронов и гамма-квантов в такой сложной системе или ее отдельных частях. Появившиеся в последние годы вычислительные машины типа БЭСМ-6 явились реальной основой для развития таких численных методов.

Перспективными представляются метод Монте-Карло, методы дискретных ординат для численного решения кинетического уравнения, высокие приближения метода сферических гармоник и другие методы решения уравнения переноса. При этом следует отметить, что наибольшие успехи при описании полей нейтронов и γ -квантов в многослойных протяженных защитах в одномерной [1,2] и двумерной [3] геометрии достигнуты при использовании методов дискретных ординат.

В практике реакторных расчетов, как правило, требуется знать интегральные характеристики, такие как загрузка горючего, $k_{эфф}$, коэффициент воспроизводства и тому подобные функционалы от потока нейтронов. В то же время для расчетов защиты характерной является необходимость вычисления дифференциальных характеристик потоков излучения — пространственного, энергетического и углового распределения потоков нейтронов и γ -квантов. При этом в большинстве случаев наиболее важным является знание поля излучения на больших расстояниях от источника (активной зоны).

В настоящее время трудно точно сформулировать требования по потребностям в ядерных данных для расчетов защиты, причем в особенности сложно установить количественные критерии. Для их определения требуется провести специальные исследования, аналогичные тем, которые проведены с помощью теории возмущений для реакторов в диффузионном приближении [4,14]. Известны первые предварительные попытки таких исследований при расчете защиты [5].

Но несмотря на трудоемкость предстоящих исследований и на различие, по-видимому, требований к ассортименту и точности констант для разных задач уже сейчас можно указать на ряд специфических особенностей ядерных данных, которые необходимо учитывать при расчетах защиты.

1. Для расчетов защиты требуется знать величины полных сечений взаимодействия нейтронов с защитными материалами. В области энергий нейтронов $0,1 < E < 15$ Мэв требуемая точность полных сечений может быть оценена равной 1-3%. При этом следует отметить, что для области энергий нейтронов, где имеет место резонансная структура сечений, с такой же точностью необходимо знать величины обратных полных сечений $\langle \frac{1}{\sigma} \rangle$ [6], усредненных по энергетическим интервалам шириной 100 - 200 кэв. Кроме этого, необходимо также знать величины более высоких моментов обратных сечений $\langle \frac{1}{\sigma^l} \rangle$ с точностью $2 + l, \%$ ($l = 1; 2; 3; 4; 5$). Для определения последних необходимо проведение измерений пропускания нейтронов в геометрии узкого пучка вплоть до ослаблений $10^6 - 10^7$ в отличие от имеющейся в настоящее время информации по "пропусканию", полученной при ослаблениях $10^3 - 10^4$ [7].

Для нейтронов с энергией меньше 0,1 Мэв требуемая точность полных сечений зависит в основном от наличия в рассматриваемых вариантах защиты слоев, состоящих из водородсодержащих материалов. Если такие слои отсутствуют, то требуемая точность составит также 1 - 3%. А при наличии в защите водородсодержащих слоев требуемая точность полных сечений для нейтронов с $E < 0,1$ Мэв оценивается равной примерно 3-5%.

2. Особое значение для расчетов защиты в отличие от реакторов имеет знание угловой индикатрисы упругого рассеяния нейтронов в области энергий $0,5 < E < 15$ Мэв. Для расчетов распреде-

ления скалярного потока нейтронов вплоть до ослаблений $10^5 - 10^6$ достаточно знать первые три угловых момента индикатрисы (исключая нулевой) [8,9]. По-видимому, для гораздо больших ослаблений $10^{12} - 10^{13}$, характерных для полномасштабных защит, потребуется знать первые пять угловых моментов индикатрисы. Необходимая точность для первого углового момента, т.е. среднего косинуса $\omega_1 = \mu$, составляет $\sim 2\%$ [10]. Необходимая точность последующих моментов ω_l ($l = 2-5$) оценивается примерно в $2l\%$. Задача расчета прохождения излучения на большие расстояния требует особенно точных данных - с точностью $\sim 2\%$ и угловым разрешением $\sim 2^\circ$ - по дифференциальным сечениям упругого рассеяния в области малых углов ($\vartheta < 20^\circ$). Следует также отметить, что для определения распределений углового потока нейтронов, необходимых при расчете прохождения излучения через каналы, щели и неоднородности в защите, требуемая точность в определении индикатрисы рассеяния должна быть выше, чем необходимо для расчетов скалярного потока. Для определения количественной меры этой точности нужны специальные исследования. Кроме того, необходимо отметить особые требования к индикатрисе рассеяния при расчете альбеда. Опыт расчетов альбеда [11] показывает, что если требуемая точность в определении дифференциальных угловых сечений при этом составляет, по-видимому, $\sim 10-20\%$, то необходимым условием при определении требуемого числа угловых моментов является положительность индикатрисы при восстановлении ее по этим моментам. Следует отметить, что для расчета защиты необходимы также данные по резонансной самокранировке дифференциальных сечений упругого рассеяния.

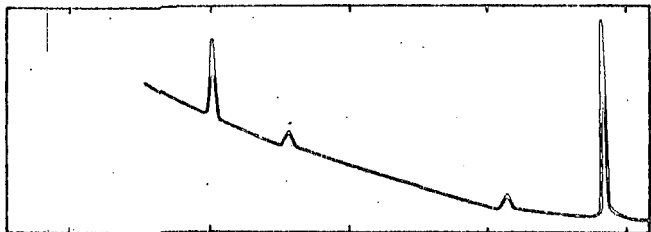
3. Требования по точности сечения радиационного захвата для нужд защиты не превышают реакторных требований. Но в отличие от реакторов для целей защиты необходимо достаточно точно знать величины выхода и спектры гамма-квантов при захвате нейтронов в широкой области энергий - от тепловых до быстрых нейтронов (до 1 Мэв). В настоящее время в защите широко применяются борированные материалы, в которых устанавливается довольно жесткий спектр нейтронов. В этих материалах образование вторичных гамма-квантов происходит в основном за счет промежуточных и быстрых нейтронов. При этом происходит значительная деформация спектров гамма-квантов по сравнению со спектром гамма-квантов, образующихся при

захвате тепловых нейтронов. Это хорошо иллюстрируется рисунком /12/, на котором приведены данные по выходу гамма-квантов радиационного захвата нейтронов с энергией 12 эв (рисунок, а) и нейтронов за фильтром из V^{10} (рисунок, б), т.е. нейтронов с энергией в области выше нескольких килоэлектрон-вольт, платиной. Можно видеть, что интенсивность гамма-линий очень меняется; более того, при увеличении энергии нейтронов появляются новые гамма-линии. В настоящее время имеются и другие работы, в которых подтверждается зависимость спектра захватного гамма-излучения от энергии нейтронов для ряда других элементов. Эта зависимость спектра захватных гамма-квантов может оказать большое влияние на величину потока гамма-квантов на выходе из защиты и на распределение радиационного тепловыделения в слоях защиты.

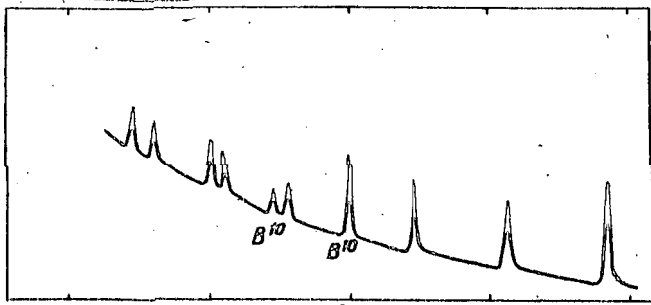
4. Требования по точности к полному сечению неупругого рассеяния примерно такие же, как и для полного сечения взаимодействия нейтронов, т.е. $\sim 2-3\%$ в области энергий $E > 0,5$ Мэв. Требования к точности парциальных функций возбуждения отдельных уровней ядер и к данным по спектрам неупруго рассеянных нейтронов несколько слабее: $\sim 3-5\%$ /6,10/. С точки зрения расчета прохождения излучения на большие расстояния особенно важными /10/ являются данные по спектрально-угловым распределениям нейтронов в результате их прямого взаимодействия с нуклонами ядра, которое начинает проявляться при энергиях $E > 4$ Мэв. Имеет значение учет анизотропии при неупругом рассеянии нейтронов и при меньших энергиях. В этом случае, по-видимому, достаточно знать второй угловой момент индикатрисы неупруго рассеянных нейтронов с точностью $\sim 10\%$ /6/.

Далее необходимо знание спектров γ -квантов, возникающих при неупругом рассеянии нейтронов. В первую очередь знание этих спектров оказывает влияние на расчет радиационных энерговыделений. В то же время корректный учет высокоэнергетической части этих спектров, так же как учет анизотропии углового распределения гамма-квантов, образующихся при неупругом рассеянии нейтронов, важен при расчете дозы вторичного гамма-излучения за защитой. Например, в работе /13/ показано, что для быстрых нейтронов с энергией $E > 12$ Мэв на больших расстояниях в воздухе корректный учет анизотропии образующихся гамма-квантов может изме-

Счет на канал в день



a



6,0

6,5

7,0

7,5

8,0

б

Энергия гамма-квантов, Мэв

чать расчетную величину дозы вторичного гамма-излучения почти в два раза.

Данные по спектрам гамма-квантов неупругого рассеяния в области энергий нейтронов 6 - 12 Мэв отсутствуют.

5. Для целей защиты необходимы данные по сечениям активации различных конструкционных материалов в различных реакциях (n, γ) , (n, p) , (n, α) в широкой области энергий. Требуемая точность определения абсолютных величин этих сечений $\sim 10-30\%$. При этом необходимо также знание спектров вылетающих частиц, в особенности гамма-квантов.

Для расчета защиты контура теплоносителя реактора, защиты от отработанного горючего при перегрузочных работах и так далее необходимо знать спектры и выходы гамма-излучения долгоживущих продуктов деления. Особенно мало надежных данных для времен выдержки более года.

С целью проверки, уточнения и подгонки ядерных данных для расчета защиты необходима постановка специальных макроэкспериментов по защите. Такие эксперименты целесообразно проводить в простой обчислимой геометрии, максимально близкой к расчетным условиям. При этом необходимо с максимальной точностью получать дифференциальные характеристики потока излучения. Данные, полученные в этих экспериментах, позволят также проводить уточнение методик расчета. Однако очевидно, что эффективное уточнение методик и констант можно будет проводить лишь при наличии более или менее надежных ядерных данных.

Л и т е р а т у р а

1. Гермогенова Т.А. и др. - В сб. докладов Симпозиума СЭВ "Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок", т.1. Мелекесс, 1969, с.157.
2. Абагян А.А. и др. - В сб. докладов Симпозиума СЭВ "Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок", т.3. Мелекесс, 1969, с.160.
3. Басс Л.А. и др. - В сб. докладов Симпозиума СЭВ "Проблемы защиты от проникающих излучений реакторных установок", т.1. Мелекесс, 1969, с.185.
4. Зарцкий С.М., Троянов М.Ф. - В кн.: Физика ядерных реакторов, вып.2. Атомиздат, М., 1970, с.168.

5. P r e z b i l d o w s k y D. L., S a n d m e t e k N. A.,
Транз. ANS, 1968, II, 195.
6. Н и к о л а е в М. Н. Доклад на Англо-Советском семинаре
"Ядерные константы для расчета реакторов". Дубна, 1968.
7. Ф и л и п п о в В. В., Н и к о л а е в М. Н. Доклад на
Англо-Советском семинаре "Ядерные константы для расчета ре-
акторов". Дубна, 1968.
8. M u n a t t F. R. et al. Trans. ANS, 9, 356, 1966.
9. С у в о р о в А. П., У т к и н В. А. - В кн.: Бюллетень
информационного центра по ядерным данным, вып. 7. Атомиздат,
М., 1970.
10. О р л о в В. В., С у в о р о в А. П. - В сб. докладов Симо-
зиума СЭВ "Проблемы защиты от проникающих излучений реак-
торных установок", т. I. Мелекес, 1969, с. 4.
11. Г е р м о г е н о в а Т. А. и др. - В кн.: Вопросы физики
защиты реакторов, вып. 4. Атомиздат, М., 1969, с. 7.
12. V o l l i n u e r L. M., T h o m a s G. E. - Phys. Rev. Lett.,
1967, 1143, 18.
13. S t r a k e r E. A. - Nucl. Sci. eng. 1970, 41, 147.
14. З а р и ц к и й С. М., Н и к о л а е в М. Н., Т р о я -
н о в М. Ф. Потребности ядерных данных для расчета быстрых
реакторов. (См. настоящий сборник.)

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

Ю. Ф. Чернилин

(Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова ИК АЭ
СМ СССР)

Инженерно-физические вопросы создания термоядерных устано-
вок требуют детального изучения взаимодействия "термоядерных"
нейтронов с конструкционными и другими материалами воспроизво-
дящей оболочки. В работе дан обзор наиболее важных процессов, про-
текающих в воспроизводящей оболочке (бланкете) термоядерной ус-
тановки, обусловленных ядерными реакциями: а) воспроизводство
третия; б) ядерный нагрев; в) радиоактивные повреждения.

The engineering and physical problems of design of a thermo-
nuclear installations involve a detailed investigation of the
interaction between the fusion neutrons and the blanket materi-
als. In this paper are reviewed the most important processes which

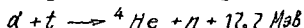
take place within the blanket: a) tritium breeding; b) nuclear heating; c) radiation damage.

Для реализации идеи термоядерного синтеза необходимо выполнение двух основных условий [1].

1. Реакция синтеза должна протекать с достаточно высокой скоростью, для чего плазма должна быть нагрета до температур 5–50 кэВ.

2. Время удержания плазмы должно обеспечить превышение энергии, высвобождаемой при синтезе, над энергией, вкладываемой в плазму. Это время определяется критерием Лоусона [2].

Исходя из величин ядерных сечений реакция



является наиболее осуществимой. Особенностью этой реакции является то, что 80% всей энергии выделяется в виде кинетической энергии нейтронов, которая может быть преобразована в электрическую. Для dt -цикла критерий Лоусона устанавливает, что произведение плотности плазмы на время удержания должно превышать величину 10^{14} сек/см³.

В настоящее время исследуется несколько основных схем удержания высокотемпературной плазмы, которые в дальнейшем могут оказаться пригодными для создания термоядерного реактора. С точки зрения данного обзора, наиболее важной составляющей частью будущей термоядерной установки является blanket, который должен удовлетворять трем основным требованиям.

1. Преобразовывать кинетическую энергию термоядерных нейтронов в тепловую с возможностью последующего отвода этой энергии в силовую установку.

2. Регенерировать тритий для поддержания термоядерной реакции по крайней мере с той же скоростью, с какой тритий выгорает в термоядерном реакторе.

3. Быть устойчивым по отношению к структурным нарушениям и изменениям при совместном действии высокой температуры и интенсивной реакции.

В последние годы был проделан целый ряд оценочных расчетов

бланкета [3 - 6] с использованием большого числа комбинаций структурных материалов, нейтронных размножителей ($n, 2n$) замедлителей нейтронов, литиевых соединений и теплоносителей [7]. Эти расчеты дают значение толщины бланкета масштаба 1 м и указывают на возможность получения достаточно благоприятных коэффициентов воспроизводства трития порядка (1,2-1,5). Расчетная величина среднего по всему объему теплового потока из плазмы, падающего на внутреннюю поверхность бланкета, составляет $\sim 1,3$ квт/см². Значение нейтронного потока [8] на внутренней поверхности бланкета с учетом обратного рассеяния составит $\sim 3 \cdot 10^{15}$ н/см²·сек. Таким образом, к конструкционным и другим материалам термоядерного реактора, особенно к вакуумной стенке, предъявляются очень высокие требования и, в частности, с точки зрения радиационной стойкости.

Достаточно полно отмеченные выше требования могут быть удовлетворены только при совместном выборе материалов:

а) по их технологическим характеристикам — механическая и температурная прочность, теплопроводность, коррозионная стойкость и т.д.;

б) по их ядерно-физическим свойствам и, в частности, величинам различных нейтронно-ядерных сечений.

Для того, чтобы обеспечить выбор оптимальных материалов при создании термоядерной энергетической установки необходимо провести ряд расчетов, которые требуют знания ядерных констант. К ним относятся:

1) нейтронно-физические расчеты и расчеты ядерного нагрева бланкета, в этот раздел также включаются расчеты, связанные с воспроизводством трития, производством энергии и другие аналогичные задачи;

2) оценки радиационной стойкости материалов в поле высокой нейтронной радиации;

3) расчеты радиационной защиты, связанные с защитой сверхпроводящих магнитных катушек термоядерной установки.

Материалы для термоядерного реактора

Существует достаточно много предложений по конструкции вакуумной стенки [9,10], композиции материалов бланкета, по его ком-

моментному составу, защите и т.д. Для качественного обсуждения вопроса о потребностях в ядерных данных для термоядерных реакторов рассмотрим один из вариантов бланкета, который имеет форму каскадального цилиндра. Радиус вакуумной стенки составляет 1,5 м, толщина собственно бланкета 1 м. Для обеспечения теплосъема с вакуумной стенки, а также в качестве теплоносителя всей зоны воспроизводства может быть использован жидкий литий. За бланкетом расположен слой защиты сверхпроводящих магнитных катушек термоядерного реактора от нейтронной и γ -радиации. Кратко рассмотрим условия, в которых должны работать материалы бланкета термоядерного реактора и требования, которым они должны удовлетворять.

1. Стенка вакуумной камеры. Эта стенка работает в очень тяжелых условиях и должна выполнять следующие функции:

- а) сохранять вакуум и выдерживать высокие температуры (до 1000°C) [1] и температурные градиенты;
- б) выдерживать механические и термические напряжения, обусловленные тепловыми циклами;
- в) сохранять целостность при высокой величине нейтронной реакции;
- г) противостоять коррозии и эрозии.

2. Зона воспроизводства трития. Главными задачами этой зоны являются генерация трития и преобразование кинетической энергии нейтронов в тепло.

Жидкий литий оказывается уникальным материалом для выполнения трех необходимых функций в бланкете любого термоядерного реактора $d-t$ -цикла: во-первых, он является единственным источником производства трития за счет реакций ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ и ${}^7\text{Li}(n, n', \alpha)t$; во-вторых, может служить замедлителем быстрых нейтронов и, в-третьих, может быть использован как хороший теплоноситель.

Главная трудность в применении жидкометаллического лития в качестве теплоносителя состоит в наличии высоких потерь при его прокачке поперек магнитных силовых линий. Поэтому возможным вариантом является использование соли лития Li_2BeF_4 .

В зоне воспроизводства выделяется большая часть тепловой энергии, образующаяся за счет замедления и захвата нейтронов, поэтому температурные условия работы материалов довольно жесткие. Помимо лития или его солей, в зоне воспроизводства будут приме-

няться Nb или Mo - в качестве конструкционных материалов, графит - в качестве замедлителя нейтронов и бериллий - в качестве замедлителя и размножителя нейтронов^{*/}.

3. Защита бланкета. Эта зона предназначена для обеспечения радиационной защиты сверхпроводящих электромагнитных катушек термоядерного реактора. В принципе задача создания защиты здесь не отличается от подобных же задач для реакторов деления и других ядерных установок. Дополнительным требованием при этом является ограниченность толщины защитного слоя. Предполагается [7], что в защитном слое будут использоваться также материалы, как Pb, В, H₂O и др.

Из приведенного следует, что уже сейчас спектр материалов, который предполагается использовать при создании термоядерного реактора, достаточно обширен: это ⁶Li, ⁷Li, В, С, F, Mo, Nb, Pb и др.

Сечения наиболее важных ядерных реакций, протекающих в бланкете

В ростом энергии нейтронов возрастает и число каналов, по которым могут протекать реакции взаимодействия нейтронов с ядрами. Поскольку энергия "термоядерных" нейтронов значительно выше средней энергии нейтронов спектра деления, число возможных каналов протекания реакций для них будет существенно больше. Таким образом, для термоядерных реакторов необходимо иметь существенно большую информацию о ядерных взаимодействиях, чем для реакторов деления.

В бланкете наиболее важными прогрессами, обусловленными ядерными реакциями, являются:

1) воспроизводство трития, для расчета величины которого необходимо учесть эффекты размножения нейтронов (за счет реакции ($n, 2n$)) и величины паразитного захвата;

*/ Применение бериллия в бланкете не является обязательным. Возможность и целесообразность применения бериллия определяется общей экономикой термоядерной энергетической системы.

2) ядерный нагрев, определяемый замедлением продуктов реакции всех упругих и неупругих взаимодействий, а также поглощением вторичных γ -лучей, которые возникают главным образом за счет неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов;

3) радиационные повреждения, возникающие в основном вследствие смещений атомов в кристаллической решетке и образования газообразных примесей (гелия и водорода) за счет реакций (n, α) и (n, p) .

Рассмотрим важнейшие реакции отдельно для каждого из перечисленных процессов.

1. Воспроизводство трития

Воспроизводство трития может происходить только за счет реакций с литием. Подробный анализ нейтронных сечений лития специально с точки зрения его использования в термоядерном реакторе рассмотрен в работах [12, 13], поэтому здесь можно отметить только отдельные характеристики.

${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ - наиболее важная реакция по общему вкладу воспроизводство трития. Исходя из этого, требуемая точность сечения равна 1% в области энергий от тепловой до 1 Мэв. Последние измерения дают величину сечения при тепловой энергии $\sigma_{\text{тепл}} \sim 953 \pm 5$ бари, т.е. с точностью до 0,5%. Погрешность в сечении в области резонансного пика (при 250 кэв) [14] составляет $\pm 5\%$.

${}^7\text{Li}(n, n', \alpha)t$ - реакция, имеющая порог при $E = 3,8$ Мэв. Эта реакция является главным источником образования трития на быстрых нейтронах без потери нейтронов. Учитывая важность данной реакции, разброс отдельных значений сечения в измерениях слишком велик [15 - 17]. В интервале энергий 10,5-13,5 Мэв экспериментальные значения отсутствуют вообще. Требуемая точность сечения во всем интервале энергий равна $\sim 10\%$.

Поскольку учет размножения нейтронов $(n, 2n)$ и паразитного захвата необходим при расчете воспроизводства трития, ниже рассмотрены реакции, наиболее важные по вкладу в эти процессы.

а. Реакции размножения нейтронов. $\text{Be}(n, 2n)$ - реакция, имеющая пороговый характер $E_{\text{пор}} \sim 2,5$ Мэв. Согласно измерениям [18] при $E \sim 14$ Мэв $\sigma \sim 450 \pm 40$ мбарн. Точность измерения сечений от 14 Мэв до пороговой энергии [19] не велика и не превышает 25%. Требуемая точность равна $\sim 15\%$ во всей области энергии.

$Nb(n, 2n)$ - реакция, имеющая значение не только при учете размножения нейтронов, но также при оценках ядерного нагрева и радиационных повреждений. При энергиях нейтронов в 10-15 Мэв разность между сечением неупругих взаимодействий и сечением неупругого рассеяния определяется в основном сечением этого процесса. Данные по сечению очень недостоверные. По данным, полученным активационным методом [20], $\sigma \sim 450$ мбарн. Однако согласно теоретическим оценкам [21], эта величина может быть в 2,5-3 раза больше. Требуемая точность во всей области энергий равна $\sim 30\%$.

Реакция $Mo(n, 2n)$ - практически не измерялась. Все известные данные основываются только на работе [22]. При энергии нейтронов 14 Мэв $\sigma \sim 1,28$ барна. Требуемая при расчетах точность составляет $\sim 20\%$.

б. Паразитный захват нейтронов. $Nb(n, \gamma)$ - по данным работы [19] точность сечения в области энергий от тепловой до 10 кэв порядка нескольких процентов. В интервале энергий 10 кэв - 1 Мэв $\sim 25\%$. Выше 1 Мэв величина сечения мала и может не учитываться. Требуемая для расчетов точность во всей области энергий равна $\sim 15\%$.

$Mo(n, \gamma)$ - информация по данным для этой реакции аналогична предыдущей. Поглощение нейтронов фтором идет за счет процессов $(n, \alpha), (n, t), (n, d), (n, p), (n, \gamma)$ [23]. Данные по реакции (n, α) , дающей наибольший вклад в полное сечение поглощения, очень малочисленные и расходятся до 100%. Сечение (n, α) измерено в работах [24, 25] при энергии около 14 Мэв. Расхождение между данными различных авторов очень велики. Требуемая точность во всей области для всех реакций составляет $\sim 10\%$.

2. Ядерный нагрев

Ядерный нагрев, как указывалось, обуславливается тремя основными процессами: а) поглощением γ -лучей; б) атомами отдачи и в) эмиссией заряженных частиц.

Рассмотрим отдельно каждый из этих процессов для конструкционных материалов: ниобия и молибдена.

а. Поглощение γ -лучей. Из расчетов работы [26] следует, что около 30% всей выделяющейся в blankets энергии и приблизительно 90% нагрева первой (вакуумной) стенки определяется пог-

лещением γ -лучей. Из этого следует, что для выполнения расчетов, связанных с ядерным нагревом, необходимо знание интенсивности и спектров γ -лучей. Сечения поглощения γ -лучей определяются хорошо изученными процессами. Основной недостаток в информации ощущается в измерениях сечений образования спектров γ -лучей, особенно для быстрых нейтронов.

Имеются два основных процесса генерации γ -лучей в конструкционных элементах: радиационный захват и неупругое рассеяние нейтронов.

Процесс радиационного захвата нейтронов (n, γ) играет существенную роль в интервале энергий от тепловой до 1-2 Мэв. При больших энергиях нейтронов сечение процесса (n, γ) падает до пренебрежимо малых величин. Только спектры γ -излучения, получающиеся при захвате тепловых нейтронов, достаточно подробно изучены в работе [27], а в области энергий от эпитепловой до 1-2 Мэв имеются только отдельные данные.

При неупругом взаимодействии нейтронов (n, χ, γ) наиболее важным процессом с точки зрения образования γ -лучей является процесс неупругого рассеяния нейтронов (n, n', γ), который играет определяющую роль для быстрых нейтронов. До последнего времени измерение γ -лучей при неупругом рассеянии проводилось только с целью определения функции возбуждения и энергий первых возбужденных уровней [28, 29]. Эти измерения концентрировались в основном в интервале энергий нейтронов 1-3 Мэв. Количество элементов, для которых измерялись спектры γ -лучей при неупругом рассеянии нейтронов, очень мало. В области 3-14 Мэв измерения γ -спектров при неупругом рассеянии практически не проводились.

б. Эффект атомов отдачи. По расчетам в работе [35] эффект нагрева первой стенки за счет энергии атомов отдачи составляет 8-10% общей величины нагрева. Наиболее важными процессами, определяющими эффект атомов отдачи являются; упругое и неупругое рассеяние нейтронов и взаимодействие типа ($n, 2n$). В работе [8] представлены зависимости этих сечений от энергий нейтронов в интервале 0-14 Мэв. Измерений угловых распределений нейтронов при упругом и неупругом рассеянии, которые необходимы для расчета энергии атомов отдачи, проводилось очень мало.

в. Эмиссия заряженных частиц. В ниобии протекает только две реакции с эмиссией заряженных частиц (n, α) и (n, p): величина сечения этих процессов при энергии нейтронов $E_n \sim 11$ Мэв равна соответственно $\sim 17-19$ мбарн и ~ 20 мбарн [34]. Накопление гелия в ниобии (очень важный процесс с точки зрения радиационных повреждений) обусловлено несколькими процессами [31 - 33]. Существенного значения в нагреве blankets эти реакции не имеют ($\sim 1 \div 1,5\%$).

3. Радиационные дефекты

Следствием радиационных повреждений конструкционных материалов при облучении нейтронами является изменение их физико-механических свойств. Характер и степень радиационных повреждений данного материала определяется энергией и спектральным потоком нейтронов и зависит от ряда факторов (температуры, давления и т.д.). Основными процессами, определяющими радиационные повреждения, вызываемые нейтронами, являются:

1. Процессы взаимодействия, при которых кинетическая энергия нейтронов передается атомам решетки, вызывая их смещение (выбивание) из узлов решетки и образование вакансий.

2. Ядерные превращения, из которых рассматриваются главным образом те, что ведут к образованию газовых продуктов, т.е. реакции типа (n, α), (n, p).

Рассмотрим каждый из этих процессов отдельно и связанные с ними эффекты.

а. Атомные смещения. При ядерных реакциях кинетическая энергия продуктов реакции будет распределяться между атомами данного материала. Величина энергии, передаваемой атомам, при таких процессах определяется величиной Q данной реакции, углами вылета частиц и уровнем возбуждения наиболее тяжелой частицы, участвовавшей в реакции (т.е. ядра). Кроме того, при распаде радиоактивных продуктов и вылете частицы или γ -кванта, ядра приобретает энергию отдачи. Однако в связи с малым уровнем энергии, передаваемой атомам при протекании подобных процессов, в большинстве случаев этими эффектами можно пренебречь.

Как отмечалось выше, наиболее важными процессами, определяющими радиационные повреждения за счет смещения атомов решетки.

являются процессы упругого и неупругого рассеяния нейтронов и ($n, 2n$) взаимодействия. Процессы передачи кинетической энергии нейтронов отдельным атомам кристаллической решетки и связанные с этим изменения в структуре исследовались многими авторами [36 - 39]. Существует целый ряд моделей и приближений по оценке числа смещенных атомов как следствие первичного взаимодействия нейтрона с ядром. Во всех теориях величина энергии, полученная атомом решетки, играет главнейшую роль.

Как известно, энергия, передаваемая атому с массой M при упругом взаимодействии нейтрона с энергией E_n , равна

$$T = \frac{2M}{(M + 1)^2} (1 - \cos \theta) E_n.$$

Поэтому для расчета энергии отдачи ядра T необходимо знание угловых распределений рассеянных нейтронов. Данных по сечениям типа $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \theta}$ в области энергий 2-14 Мэв очень мало [30]. Измерений угловых распределений нейтронов при неупругом рассеянии практически не проводилось. Что же касается энергетического распределения вылетающих нейтронов при взаимодействии ($n, 2n$), то экспериментальная информация по этому вопросу практически отсутствует и любые измерения в этом плане являются ценными.

Доля атомных смещений (соответственно радиационных повреждений в материале) существенно зависит от энергии нейтронов и массового числа материала. Эта зависимость видна из рассмотренных таблиц, где приведены расчетные данные [40] по накоплению атомных смещений D , вызванных термоядерными нейтронами и нейтронами деления в различных материалах (при одинаковых условиях).

Элементы	$(D/nvt) \cdot 10^{-20}$		$d = \frac{D \cdot \bar{r}_a}{D_{дел}}$
	Термоядер.	Деления	
Be	3,3	4,0	0,83
C	3,2	3,5	0,91
Al	10,0	13,8	0,73
Ti	43	17,6	2,4
Ni	77	14,7	5,2
Nb	135	17,4	7,8
Ta	86	10,6	8,1

Из этих данных видно, что наиболее сильному воздействию быстрых (термоядерных) нейтронов подвергаются материалы, используемые в качестве конструкционных (расположенные в середине периодической таблицы), и именно эти материалы должны исследоваться в первую очередь. Поэтому с точки зрения изучения радиационной стойкости измерение дифференциальных сечений и угловых распределений для таких материалов, как Nb , Mo , Zr и других в интервале энергий нейтронов 2–14 Мэв является очень важным. Измерение этих же сечений для таких элементов, как Fe , Cr , Ni и других, в интервале энергий, определяемым спектром деления, является крайне важным при создании быстрых энергетических реакторов.

б. Ядерные превращения. Под действием нейтронного облучения в конструкционных материалах образуется два типа продуктов ядерного превращения (ядерных реакций), которые могут оказать воздействие на изменение физико-механических свойств этих материалов.

1. Твердые примеси с атомными числами, близкими к атомным числам конструкционных материалов. Например, образование в Nb примеси Zr за счет реакции $^{93}Nb + n \rightarrow ^{93}Zr + p$. Эти примеси не играют очень существенной роли в изменении физико-механических свойств материалов и кроме того достаточно легко учитываются.

2. Газовые примеси с низкими атомными числами. В результате нейтронного облучения при температурах 350–650°C в аустенитных сталях имеет место явление распухания (свеллинг) [41, 42], степень которого зависит также от наличия в стали гелия [43, 44], образующегося за счет реакции типа (n, α) .

Экспериментальные и теоретические исследования явлений, связанных с газовыми примесями, имеют большое прикладное значение. В теоретическом плане необходимо разработать точные методы расчета скорости ядерных превращений, вызванных нейтронным облучением. Такие расчеты зависят от трех параметров:

- 1) начального состава (композиция) материала, включая малые количества (следы) отдельных элементов;
- 2) спектра нейтронов системы (например, термоядерного реактора или реактора деления) и интегрального потока нейтронов в материале;

3) дифференциальных поперечных сечений реакций.

Что касается первых двух параметров, то знания их достаточно, чтобы точность расчетов в общем случае равнялась нескольким процентам. Таким образом, ограничивающим фактором точности расчета является наличие надежных данных по дифференциальным поперечным сечениям, особенно сечений таких реакций, как (n, α) и (n, p) .

Используя экспериментальные данные и теоретические модели, была сделана попытка создания библиотеки (точнее компиляции) сечений ядерных реакций (n, α) и (n, p) для изучения радиационных повреждений конструкционных материалов [45]. В работе [46] указывалось, что точность данных, собранных в библиотеке, не удовлетворительна. С момента создания первой библиотеки сечений реакций (n, α) и (n, p) выполнено большое число измерений дифференциальных сечений различных элементов, проведен целый ряд теоретических оценок для многих реакций [47], представляющих интерес с точки зрения изучения радиационной стойкости. Однако до последнего времени новой компиляции уточненных данных не сделано и только в прошлом году в Ок-Риджской лаборатории начаты работы по созданию библиотеки многогрупповых сечений ядерных реакций для различных конструкционных материалов, которые будут использоваться в исследованиях по радиационной стойкости [48].

Несмотря на большие успехи в области измерения ядерных данных и их теоретической оценке, возможности предсказания изменяемых физико-механических характеристик материалов при протекании (n, α) и (n, p) реакций еще очень ограничены и в первую очередь вследствие ограниченности информации по дифференциальным сечениям этих реакций.

Поскольку энергия "термоядерных" нейтронов (из αt плазмы) существенно выше средней энергии нейтронов спектра деления, число возможных каналов реакций оказывается соответственно большим. Следовательно, для удовлетворения потребностей расчета термоядерных установок необходима значительно более широкая информация по ядерным данным, чем это имеет место для реакторов деления.

Таким образом, разделами, в которых остро ощущается недостаточность информации, являются:

1) сечение неупругих взаимодействий нейтронов в области энергии 1-14 Мэв;

2) угловые распределения вторичных нейтронов при упругом и неупругом рассеянии и ($n, 2n$) взаимодействиями.

3) Сечение образования и спектры γ -лучей при неупругих взаимодействиях и главным образом при неупругом рассеянии и резонансном захвате нейтронов.

Л и т е р а т у р а

1. Докл. комиссии экспертов МАГАТЭ о междунар. сотрудничестве в области исследований управляемого термоядерного синтеза. Июнь 1970 г. Перевод ИАЭ-П-15. 1971.
2. L o w s o n J. D. Proc. Phys. Soc., 70, 4458, pt. 1, 1957.
3. S t e i n e k D. Neutronic Calculation and Cost Estimation for Fusion Reactor Blanket Assemblies. USAEC Report ORONL-TM-2360, 1968.
4. R o s e D. J. Nuclear Fusion, 1969, 9, 183.
5. К а р р а з е р с Р., Д э в е н р о р ш П., М и л ч е л Д ж. Промышленное производство энергии на основе термоядерного синтеза. Перевод ИАЭ доклада OLM-R85, 1968.
6. L e e J. D. BNES Nuclear Fusion Reactors Conference, Culham, U.K., 1969.
7. H o w e y e r W. G. Thermal and Chemical Aspects of the Thermonuclear Blanket Problem, M.I.T. Technical Report, 435, 1965.
8. B l o w S., C r o s k e r V. S., W a d e B. O. BNES Nuclear Fusion Reactor Technology Conference, Culham, U.K., 1969.
9. W e h n e r R. W. BNES Nuclear Fusion Reactor Technology Conference, Culham, U.K., 1969.
10. B e l l G. I., B o r k e n h a g e n W. H., R i b e F. L. BNES Nuclear Fusion Reactor Technology Conference, Culham, U.K., 1969.
11. F l a a s A. P. BNES Nuclear Fusion Reactor Technology Conference, Culham, U.K., 1969.
12. Ч е р н и л и н Ю. Ф., Я н ь к о в Г. Б. Ядерные данные для термоядерных реакторов. Доклад № 26/104 на II международной конференции по ядерным данным для реакторов, Э.И. Хельсинки, 1970.
13. C r o s k e r V. S., B l o w S., W a t s o n S. J. H. Nuclear Cross-Section Requirements for Fusion Reactors. Paper No. 26/98. II International Conference on Nuclear Data for Reactors, vol. 1, Helsinki, 1970.

14. F o r t E. Report CN 26/72, p. 253. II International Conference on Nuclear Data for Reactors, vol. I, Helsinki, 1970.
15. H o p k i n s J.C. et al. - Nucl. Phys., 107A, 139, 1968.
16. C o o k s o n J.A., D a n d y D. - Nucl. Phys., 91A, 273, 1967.
17. Benjamin et all. AWRE-NR/A-2/62, 1962.
18. G o o d f e l l e w H., M c T a g g a r t M.H. - J. Nucl. Energy A/B, 1963, 17, 437.
19. BNL 325. Supplement, 2, vol. II, Second Edition, 1966.
20. E N D F/B. US File of Nuclear Data, 1968.
21. A l l e n M.S., D r a k e M.K. GA-8133, 1967.
22. P e a r l s t e i n S. - Nucl. Sci. Eng., 1965, 23, 238.
23. B u c k i n g h a m B.P. et all. AWRE O-28/60, 1960.
24. P r a s a d R., S a r k a r D.G. - Nucl. Phys., 1966, 85, 476.
25. P a s q u a r e l l i A. - Nucl. Phys., 1967, 93A, 218.
26. S t e i n e r D. Nucl. Application and Techn. Vol. 9, p. 83, 1970.
27. Г р о ш е в Л.В. и др. Ядерные данные. - В кн.: Результаты измерения гамма-излучения возник. при захвате тепловых нейтронов. Т. I-III. Атомиздат, М., 1970.
28. Д е х т я р е в Ю.Г. - АЭ, 1970, № II, т.2.
29. B e g h i a n L. et all. Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, p. 190, 1967.
30. W e s t e r n G.T. et all. Proc. of Conf. on Neutron Cross-Section Technology, Washington, D.C., vol. 2, 1966.
31. K u l i s i o P. et all. - Nucl. Phys., 1965, 54, 17.
32. R a u h u s t B.P., P r e s t w o o d R.J. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1961, 23, 173.
33. A l f o r d W.I. et all. - Phys. Rev., 1961, 123, 1365.
34. V e r b i n s k i V.V. et all. - Phys. Rev., 1957, 108, 779.
35. S t e i n e r D. ENES Nuclear Fusion Reactor Technology Conference, p. 483, Culham U.K., 1969.

36. Kinchin G., Pease R. Rept. Prog. Phys., 18, I, 1955.
37. Seitz F., Kochler J.S. Solid State Physics, Advances in Research and Application, 2, Acad. Sci. Press, p.495, 1956.
38. Lindhard et al. KGL Danske Videnskab. Selskab, Mat. - Fys Medd. 33, No. 10, 1963.
39. Motett Radiation Effects. Gordon and Breach, N.Y. 1967.
40. Meyers B. ENES Nuclear Fusion Reactor Technology Conference, Culham U.K., 1969.
41. Clansona T.T. et al. Radiation Damage in Damage in Reactor Materials Proceedings, vol. 2, p. 163, IAEA, Vienna, 1969.
42. Bloom E. ONNL-4580, 1970.
43. Bloom E.E., Stiegler J.O. - J. Nucl. Mater. 1970, 36, 331.
44. Nelson R.S., Maze D.J. Radiation Damage in Reactor Materials. Proceedings, vol. 2, p. 157, IAEA, Vienna, 1969.
45. Alter H., Weber C.E. - J. of Nucl. Mater. 1965, 16, 68.
46. A. De - Pino - Nuclear Applications, 1967, 3, 620.
47. Alley W.E. et al. Semiempirical Neutron-Induced Reaction Cross Sections, UGRL-50484, 1968.
48. Kerr H.T. et al. Proceedings of III Conference on Neutron Cross Section and Technology Knoxville Tennessee USA, 1971.

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ СИСТЕМЫ ГАРАНТИЙ

Г.Б. Янков

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ИК
АЭ СМ СССР)

В докладе приводятся технические методы контроля ядерного горючего для системы гарантий и кратко обсуждаются потребности в ядерных данных для разработки и усовершенствования этих методов.

In the report the technical methods of nuclear fuel control for safeguard system are listed and the needs in nuclear data to develop and modernise such methods are briefly discussed.

Электрическая энергия, производимая с помощью ядерных реакторов, экономически конкурирует с энергией, производимой обычными электростанциями. В мире число заказов на ядерные энергетические станции возрастает лавинообразно. Ядерное производство электроэнергии связано с параллельным производством плутония, который, с одной стороны, является топливом для атомных электростанций, а с другой - может быть использован для производства оружия.

В 1970 г. вступил в действие договор о нераспространении ядерного оружия. Международное Агентство по Атомной Энергии уполномочено устанавливать и осуществлять систему гарантий для обеспечения того, чтобы ядерные материалы, установки и оборудование, предназначенные для мирного использования ядерной энергии, не использовались для военных целей.

Не останавливаясь на описании всей системы гарантий, мы в дальнейшем рассмотрим только один вопрос - осуществление с помощью физических методов инспекторской проверки наличия основных делящихся материалов в установках, поставленных под контроль. Целью такой проверки является установление фактов изъятия ядерных материалов.

В силу большого разнообразия видов делящихся материалов, участвующих в топливном цикле, и необходимости осуществления проверки в любой точке цикла, возникла потребность в разработке со-

вершенно различных методов осуществления контроля, начиная с непосредственного взвешивания пробы до автоматического дистанционного определения количества и состава расщепляющихся материалов. Все ядерно-физические методы контроля основаны на использовании характерных особенностей, присущих только данному расщепляющемуся изотопу. Поэтому ядерные данные имеют прямое отношение к развитию методов. Только исследования ядерных процессов дают информацию о том, существуют или нет достаточно большие различия в характерных явлениях, соответствующие отдельным изотопам и элементам, особенно ^{235}U и ^{239}Pu . Кроме того, ядерные данные говорят о точности, с которой эти особенности известны.

Особенности контроля

Производящий электроэнергию реактор является только одной промышленной установкой в ядерном топливном цикле. Кроме реактора, топливный цикл включает в себя все заводы, установки и хранилища, где происходит добыча и обогащение топлива, превращение из одного состояния в другое, смешивание урана с плутонием, изготовление, "охлаждение" и переработка твэлов, а также хранение урана, плутония и их отходов. В цикле ядерное топливо находится в различных состояниях (твердое, газообразное, растворы) и в различных химических соединениях. При разработке методов контроля эти обстоятельства должны быть учтены. Кроме того, если в одних точках цикла ядерные материалы непосредственно доступны для контроля и возможно провести отбор пробы для определения количества и изотопного состава материала, то в других точках, например, где топливо находится в изделиях, необходимы другие методы контроля, не требующие разрушения изделия. Очевидно, что методы контроля, применяемые в различных точках цикла, должны учитывать и величину потока ядерных материалов в данной точке. Если в реакторе, в силу сравнительно длительного использования одних и тех же твэлов, поток ядерных материалов невелик, то например на заводах по изготовлению или переработке твэлов, этот поток значителен. Кроме того, в точках превращения топлива из одного вида в другой всегда имеются потери, которые необходимо тщательно контролировать. Хотя вопрос выбора наиболее важных точек для измерений в топливном цикле представляет сложную комплексную проблему, ясно, что неточность учета полного количества

ядерных материалов складывается из погрешностей измерений, допущенных в отдельных точках; при этом абсолютная величина погрешности в каждой точке зависит от полного количества ядерных материалов, прошедших через точку, точности измерений, выполненных в данной точке, и числа образцов, взятых для анализа. От этого зависит и относительная важность того или иного метода контроля ядерного горючего и в определенной степени установление первоочередности на измерения тех недостающих ядерных данных, которые необходимы для использования перспективных методов контроля в наиболее важных точках.

Классификация методов

В настоящее время широко распространены как деструктивные, т.е. связанные с отбором пробы [1], так и неразрушающие методы контроля ядерных материалов [2 - 5]. Вопросам разработки технических методов для системы гарантий посвящено несколько международных совещаний и симпозиумов, последний из которых состоялся в июле 1970 г. в Карлсруэ (ФРГ).

Как неразрушающие, так и деструктивные методы контроля делят на пассивные и активные. Пассивные методы основаны на измерениях естественной радиоактивности самих делящихся материалов или продуктов, сопровождающих их превращения. Активные - на использовании внешнего источника нейтронов или гамма-лучей для искусственного наведения характерной для данного изотопа активности.

В то время как пассивные методы в основном просты, недороги и оборудование для них сравнительно легко транспортируется, активные методы обладают высокой проникающей способностью, избирательной чувствительностью и высокой способностью определять различные изотопы. В дальнейшем будут рассмотрены ядерно-физические неразрушающие методы контроля, так как деструктивные методы [1] в значительно меньшей степени связаны с ядерной физикой.

Пассивные методы

I. Гамма-спектроскопия. Концентрация долгоживущего продукта деления в облученных твэлах и кассетах позволяет определять полное число делений, которое произошло в твэле и привело к образованию данного продукта. Прямым измерением спектра γ -лу-

чей с помощью $Ge(Li)$ детекторов удается получить сведения о твэлах и кассетах без разрушения исследуемых объектов. К таким сведениям можно отнести [6] общее выгорание топлива, накопление плутония, распределение выгорания по длине твэлов и др. Для успешного использования метода необходимо, чтобы продукты деления, кроме сравнительно длинного периода полураспада, имели малое сечение захвата нейтронов, высокий выход на акт деления, который не зависел бы от энергетического спектра нейтронов, и обладали незначительной диффузией в зависимости от температуры. Особого внимания заслуживают продукты деления [2]: $Ge-Pr-144$; $Ru-Rh-106$; $Cs-137$; $Zr-Nb-95$; $Ba-La-140$; $Cs-134$; $Eu-154$; $Ag-110m$.

В работе [6] определение выгорания ^{235}U и ^{239}Pu производилось по измерению линии ^{137}Cs ($E_{\gamma} = 662$ кэВ, $T_{1/2} = 30$ л), а вклад плутония в общее выгорание оценивался по интенсивности линии ^{106}Ru ($E_{\gamma} = 622$ кэВ). Точность в определении общего выгорания твэла составляет 10%, а вклада плутония — около 15%.

Наиболее важным ограничением метода [7] является отсутствие достоверных основных данных, таких как выход продуктов на акт деления для эпитепловых и быстрых нейтронов, точных значений сечений захвата для продуктов деления и тяжелых элементов. Для продуктов деления необходимо также хорошее знание схем распада и их характеристик.

Гамма-спектроскопия самих делящихся материалов также заслуживает внимания. Однако здесь проблема состоит в том, что характерные γ -лучи имеют низкую энергию (несколько сотен кэВ) и, таким образом, ограниченную проникающую способность. На рис. 1 приведены γ -спектры для двух смесей изотопов плутония, имеющих различное изотопное содержание [4]. Количество ^{239}Pu определяется измерением площади под пиками нескольких γ -линий с энергией около 400 кэВ. Измеренное по экспериментальному спектру отношение интенсивностей линий при энергиях 203,5 и 207,9 кэВ прямо дает отношение содержаний $^{239}Pu/^{241}Pu$, не зависящее от поглощения γ -лучей в образце. Линия 185,7 кэВ, характерная для ^{235}U , может использоваться только для материалов с относительно низкой плотностью или для тонких слоев. Применение данного метода при испытаниях конкретных объектов подробно рассматривается в работе [5].

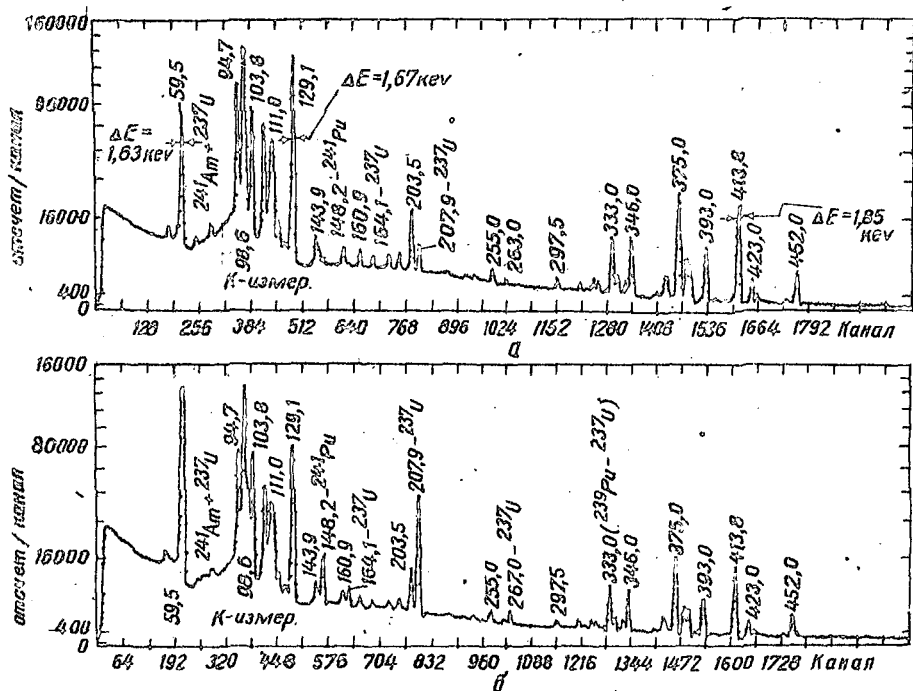


Рис. 1. Спектры гамма лучей для двух смесей изотопов плутония:

- а) 98,56% ^{239}Pu , 1,40% ^{240}Pu , 0,03% ^{241}Pu ;
- б) 94,2% ^{239}Pu , 5,46% ^{240}Pu , 0,32% ^{241}Pu .

Отношение интенсивностей линий при 203,5 и 207,9 кэВ пропорционально изотопному отношению $^{239}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}$ [4].

2. Счет нейтронов. Измерение нейтронов спонтанного деления, например ^{239}Pu или ^{240}Pu , в ряде случаев оказывается достаточно точным методом оценки содержания плутония, при известном изотопном его составе и учете нейтронов, родившихся за счет других процессов. Возможности метода и особенности конструирования аппаратуры подробно рассмотрены в работах [3, 4]. Метод можно успешно применять для определения содержания плутония в гетерогенных отходах на создающих и перерабатывающих твэлы заводах.

3. Калориметрия. Значительный интерес представляет калоримет-

рия плутониевых материалов и изделий, например твэлов. При известном изотопном составе плутония, количество тепла, генерируемое в результате α -распада его изотопов (а также ^{241}Am), дает возможность определять количество плутония с точностью около 0,5% [8]. Этот метод можно значительно улучшить при сочетании калориметрических измерений с измерениями нейтронов спонтанного деления и определения величины отношения нейтроны /ватт [8, 9]. Отсюда становятся ясны потребности в измерениях удельной теплоты распада с высокой точностью, например для Pu - 238, 239, 240 и ^{241}Am с точностью до 0,1% [2].

4. Методы, основанные на измерениях характеристических рентгеновских лучей и α -частиц, имеют ограниченное применение (из-за низкой проникающей способности излучения) и могут использоваться для определения содержания делящихся материалов в гомогенных растворах.

Активные методы

Облучение нейтронами. I. Гамма-лучи захвата. Метод определения количественного состава материала основывается на разнице в спектрах γ -лучей захвата нейтронов для ^{235}U и ^{239}Pu . Предполагается использовать для этого высокоэнергетичную часть спектра, структура которого сравнительно проста. Трудность, однако, состоит в том, что спектр захвата "маскируется" мгновенными и запаздывающими γ -лучами деления. С этой точки зрения целесообразнее использовать не тепловые, а резонансные нейтроны, где в среднем отношение сечения захвата к сечению деления больше, чем в тепловой области. Метод находится еще на ранней стадии развития, так как почти полностью отсутствует информация о спектрах γ -лучей захвата для ^{235}U и ^{239}Pu , хотя первые измерения спектров уже сделаны [4].

2. Измерения на резонансных нейтронах. Для определения изотопного состава и абсолютного количества делящихся материалов в твэлах использован [9] спектрометр по времени замедления [10]. Струйки нейтронов с энергией 14 Мэв от пульсирующего источника замедляются в свинцовом блоке, окружающем твэл. Увеличение числа делений происходит в те моменты времени, когда средняя энергия нейтронов в блоке соответствует значениям резонансных энергий в уране или плутонии. На рис.2 приведены результаты опытов [9]. По соотношению скорости счета от исследуемого образца и эталонного находят со-

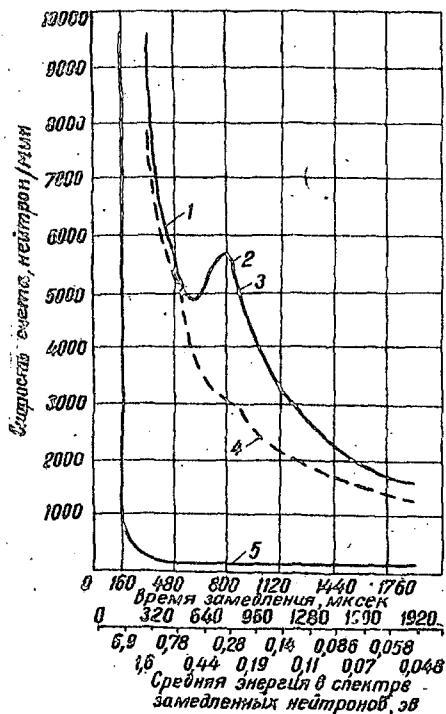


Рис. 2. Зависимость скорости счета нейтронов деления от времени замедления [9]:
 1 - резонанс ^{235}U (1,15 эв); 2 - резонанс ^{239}Pu (0,3 эв);
 3 - образец, содержащий 5,078% ^{235}U и 1% ^{239}Pu ; 4 - образец, содержащий 5,078% ^{235}U ;
 5 - фон.

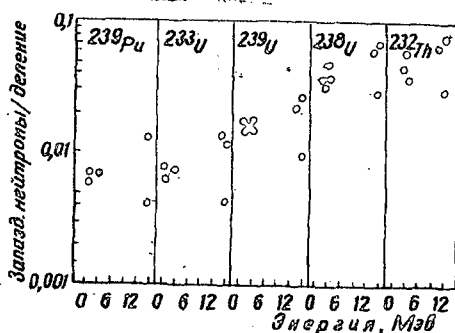


Рис. 3. Абсолютный выход запаздывающих нейтронов в зависимости от энергии нейтронов, вызвавших деление [13].

держанье делящихся материалов в исследуемом твэле. При испытании твэлов, содержащих до 5% ^{235}U , можно достичь точности около 2%.

3. Измерения мгновенных и запаздывающих нейтронов. Значительно большие возможности дает облучение анализируемых материалов быстрыми нейтронами, которые обладают высокой проникающей способностью и вызывают деление всех изотопов урана, плутония и тория. При облучении быстрыми нейтронами целесообразно измерять

запаздывающие нейтроны [11], хотя их вклад и составляет 0,2-2% выхода мгновенных нейтронов. Идентификация различных элементов и изотопов возможна благодаря тому, что существует разница в общем выходе запаздывающих нейтронов для различных изотопов. Так, например, при делении ^{235}U запаздывающих нейтронов получается в 2 раза больше, а при делении ^{238}Pu и ^{232}Th примерно в 7 раз больше, чем при делении ^{239}Pu [12]. Выход этих нейтронов зависит от энергии нейтронов, вызывающих деление. Сравнение данных при энергиях первичных нейтронов выше и ниже порога деления ^{238}U , ^{232}Th дает прямой ответ о содержании основных делящихся элементов в топливе, особенно при его слабом обогащении. Дополнительные сведения о присутствующих в образце изотопах можно получить, измеряя характерную для каждого изотопа временную зависимость выхода запаздывающих нейтронов. Измерение полного выхода запаздывающих нейтронов применено для определения количества делящихся материалов в различных твэлах и дало ошибку менее 1% [4]. Метод применим и к образцам, содержащим UO_2 на заводах по изготовлению твэлов, а также для изучения жидких и твердых отходов, не содержащих водород. Таким образом, измерение запаздывающих нейтронов представляет удовлетворительный неразрушающий метод количественного определения изотопов урана, плутония и тория. Для дальнейшего развития метода важны измерения выхода запаздывающих нейтронов в зависимости от энергии первичных нейтронов для основных делящихся, присутствующих и накапливающихся в твэлах изотопов. Примерами таких исследований являются работы [13, 14]. В определении отношения выхода запаздывающих нейтронов при энергиях первичных нейтронов 3 и 14 Мэв имеются расхождения [13], которые ясно видны на рис.3.

Как научный, так и практический интерес представляет вопрос, связанный с выделением отдельных излучателей и групп излучателей запаздывающих нейтронов и определением периодов полураспада, характерных для различных делящихся изотопов [5, 15].

Облучение γ -лучами. Мгновенные и запаздывающие нейтроны и γ -лучи.

В качестве интенсивных источников γ -излучения применяются небольшие линейные ускорители электронов. Используются следующие характерные особенности: а) различия в энергетической зависимости выхода мгновенных нейтронов деления в реакциях (γ, f)

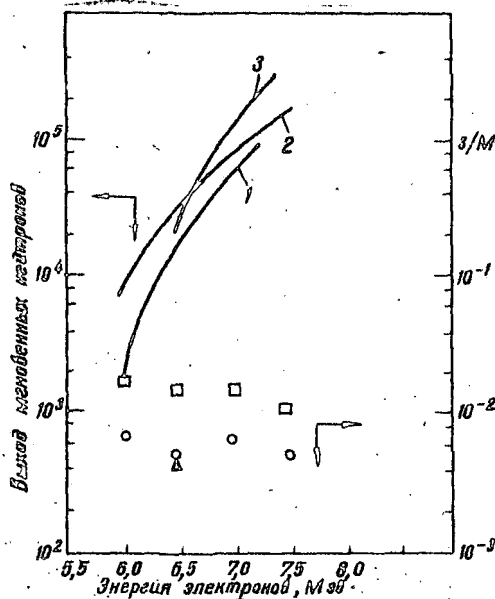


Рис. 4. Зависимость выхода нейтронов от энергии электронов [16]: 1 - ^{238}U ; 2 - ^{235}U ; 3 - ^{239}Pu ; \square - ^{238}U ; \circ - ^{235}U ; Δ - ^{239}Pu ; з/м - отношение выходов запаздывающих нейтронов к мгновенным.

когда граничная энергия фотонов превышает пороги фотоделения на 1-2 Мэв [16], что иллюстрирует рис.4; б) отношение общего выхода запаздывающих нейтронов к выходу мгновенных нейтронов дает величину относительного изотопного состава, не зависит от первичного потока и составляет 2-3 для $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ и всего 1,2 - 1,3 для $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ [16]; в) временная зависимость выхода запаздывающих нейтронов также является характерным признаком каждого изотопа; г) большое значение имеет выход запаздывающих γ -лучей (как и в случае облучения нейтронами), которое характеризуется специфичными линиями спектра. Например, в спектре для ^{239}Pu присутствует линия ^{105}Pu ($E_\gamma = 724$ кэв), которой нет в спектре для ^{235}U [4]. Детектирование проникающего γ -излучения представляет интерес вследствие различного ослабления в средах

нейтронов и γ -лучей особенно при определении делящихся материалов в водородсодержащих средах. Однако весь метод находится на ранней стадии развития из-за отсутствия многих основных характеристик процесса фотоделения.

Лос-Аламоская лаборатория создала мобильную лабораторию неразрушающих методов контроля [17] для проверки, демонстрации и дальнейшего совершенствования методов в реальных "полевых" условиях ядерной индустрии. Эта лаборатория содержит ряд пассивных и активных методов контроля, начиная от прибора с Ge(Li) детектором до генератора нейтронов 14 Мэв.

Секция ядерных данных МАГАТЭ проводит работу по сбору потребностей в ядерных данных для разработок технических методов системы гарантий; не вызывает сомнений, что список потребностей значительно облегчит привлечение более широкого круга экспериментаторов к решению задач, необходимых для успешного развития технических методов контроля системы гарантий.

Л и т е р а т у р а

1. Марков В.К. Safeguards Techniques. IAEA-SM-133/97, Vienna, 1970.
2. Trevor A. Byer. Nuclear Data Requests for Safeguards Technical Development. Draft INDC (WDC) - 21/G, Vienna, 1970.
3. Марков В.К. Обзор неразрушающих методов определения ядерного топлива в изделиях и материалах. В-1611, Атомиздат, 1970.
4. Augustson R.M. et al. Safeguards Techniques. IAEA-SM-133/51, Vienna, 1970.
5. Keerin G.R. et al. Safeguards Techniques. IAEA-SM-133/49, Vienna, 1970.
6. Миллер О.А. и др. - АЭ, 1969, 27, 281.
7. Heath R.L. WASH-1076, pp. 115-129, 1967.
8. Häfelle W. et al. KFK-900, 1968.
9. Gupta D. et al. KFK-910, 1969.
10. Бергман А.А. Материалы Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии, т.4, Женева, 1955.
11. Keerin G.R. et al. - Phys. Rev., 1957, 107, 1044.
12. Keerin G.R. et al. - Nucl. Energy, 1957, 6, 1.
13. East K.V., Keerin G.R. Proc. of Symp. Phys. and Chem. of Fission, 647, IAEA, Vienna, 1969.
14. Максютенко Б.П. Преприят ФЭИ-195, 1970.
15. Максютенко Б.П. Преприят ФЭИ-171, 1969.
16. Cozani T. et al. Trans. Amer. Nucl. Soc. 2, 663, 1968.
17. Menzel J.H. et al. Safeguards Techniques. IAEA-SM-133/97, Vienna, 1970.

ЯДРЕСИНТЕЗ ДАЛЕКИХ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.М. Четкин

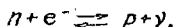
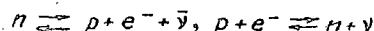
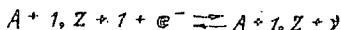
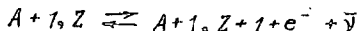
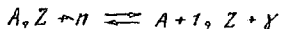
(Институт прикладной математики АН СССР)

Рассмотрено образование трансураниевых элементов в условиях высоких температур и больших плотностей. Показана возможность получения трансураниевых элементов в результате экстремального "r"-процесса в условиях неполного термодинамического равновесия.

The nucleosynthesis of heavier elements under conditions of high temperature and great density is considered. It is shown that the heavier elements probably have been formed in extremal "r" - process under the condition of incomplete thermodynamic equilibrium.

Основная цель данной работы - исследовать возможность получения далеких трансураниевых элементов в естественных условиях.

Рассмотрим происходящие в веществе реакции:



Будем считать, что данные реакции находятся в детальном равновесии. Это предположение справедливо, если характерные времена для этих реакций меньше, чем время изменения внешних параметров, плотности и температуры вещества. В качестве характерного времени можно, например, рассматривать гидродинамическое время $t = \frac{1}{\sqrt{4\pi G \rho}}$. Обоснование этих предположений будет сделано в конце доклада.

Из условий детального равновесия и полагая $\mu_n = \mu_p = \mu_{\bar{\nu}} = 0$ получаем

$$\mu(A, Z) + \mu_n \rightleftharpoons \mu(A+1, Z)$$

$$\mu(A, Z+1) = \mu(A+1, Z+1) + \mu_-$$

$$\mu_n = \mu_p + \mu_-$$

В данном случае нас не интересуют непосредственно скорости рассматриваемых ядерных реакций, так как мы имеем дело с равновесными условиями, и для нас важно только характерное время установления этого равновесия, которое будет определяться самой медленной из рассматриваемых реакций. Но для выполнения равновесия необходимо, чтобы скорость этой медленной реакции происходила с той же скоростью, с какой нарушается это равновесие, например с помощью слияния или деления ядер, которые в данном равновесии не рассматриваются.

Рассмотрим условия, когда нейтроны и протоны, а тем более ядра не вырождены и когда можно пользоваться классическим определением химического потенциала частиц. После ряда подсказок получим следующую систему уравнений:

$$\frac{1}{n_{A,Z}} \cdot \frac{\partial n_{A,Z}}{\partial N} = \frac{Q_n}{kT} + \ln n_n + \ln \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_n kT} \right)^{3/2} \right] + \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{A}$$

$$\frac{1}{n_{A,Z}} \cdot \frac{\partial n_{A,Z}}{\partial Z} = \frac{Q_p}{kT} + \ln n_p + \ln \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_p kT} \right)^{3/2} \right] + \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{A}$$

где

$$Q_n = Q(A+1, Z) - Q(A, Z);$$

$$Q_p = Q(A+1, Z+1) - Q(A, Z).$$

Введем весовые концентрации

$$X_{A,Z} = \frac{A m_n}{\rho} n_{A,Z}; \quad X_n = \frac{m_n}{\rho} n_n; \quad X_p = \frac{m_p}{\rho} n_p.$$

Тогда уравнение преобразуется в следующее выражение:

$$\frac{1}{X_{A,Z}} \cdot \frac{\partial X_{A,Z}}{\partial N} = \frac{11,67}{T_g} Q_{n6} + \ln X_n + \ln \rho - 23,6 - \frac{3}{2} \ln T_g + \frac{5}{2A}$$

$$\frac{1}{X_{A,Z}} \cdot \frac{\partial X_{A,Z}}{\partial Z} = \frac{11,67}{T_g} Q_{p6} + \ln X_p + \ln \rho - 23,6 - \frac{3}{2} \ln T_g + \frac{5}{2A}$$

где Q_{n6} и Q_{p6} выражены в Мэв; $T_g = \frac{T_K}{10^9}$;
 Z - заряд ядра; A - массовое число; N - число нейтронов в ядре.

Исследуем полученное уравнение. Сделаем предположение о поведении энергии отрыва одного нейтрона Q_{n6} :

$$Q_{n6} = 10 \left(1 - \frac{N_{zp} - N_0}{A_{zp} - A_0} \right) = 17.6 \frac{N}{Z},$$

где N_0 и A_0 - число нейтронов в ядре и массовое число для ядра "должны стабильности"; N_{zp} и A_{zp} - соответствующие значения для границы устойчивости ядер. Численные коэффициенты получены при предположении, что на границе устойчивости $Z/A = 0,25$, для $Z_0/A_0 = 0,45$ и энергия отрыва нейтрона Q_{n6} равна 10 Мэв.

Тогда из первого уравнения получим

$$\chi_{A,Z} = C(X) \exp \left[-\frac{17,679}{T_9} \cdot \frac{N^2}{Z} + N \left(\frac{198,4}{T_9} + \ln X_n + \ln \rho - 23,6 - \frac{3}{2} \ln T_9 \right) \right].$$

Из условия максимума концентрации ядер на границе устойчивости (т.е. для ядер $Z/N = \frac{1}{3}$) имеем

$$\ln X_n + \ln \rho - 23,6 - \frac{3}{2} \ln T_9 = 0.$$

Оценки этого уравнения при условии $\ln X_n \approx 0$ дают:

T_9	5	10	20	100
$\ln \rho$	11,25	11,75	12,1	13,2

Исследуем второе уравнение. Для этого необходимо сделать некоторые предположения о поведении Q_{p6} . Из теоретических расчетов для границы устойчивости ядер П.Э.Немировского аппроксимируем энергию связи протона Q_{p6} гладкой линейной функцией

$$Q_{p6} = 30 - \frac{Z}{7}.$$

Тогда после подстановки во второе уравнение системы имеем

$$\chi_{A,Z} = C \exp \left[-\frac{1,67}{2T_9} Z^2 + \left(\frac{350}{T_9} + \ln X_p - \ln \rho + \frac{3}{2} \ln T_9 - 23,6 \right) Z \right].$$

Концентрация определяется из условия

$$n_0 = C \sum_{Zi} \exp \left[-\frac{1,67}{2T_9} Zi^2 + \left(\frac{350}{T_9} + \ln X_p - \ln \rho + \frac{3}{2} \ln T_9 - 23,6 \right) Zi \right],$$

где n_0 - число тяжелых ядер, оставшихся после стадии полного термодинамического равновесия (зарожденные ядра).

Проведем оценку получаемых A и Z для $T_0 = 10$,
 $\lg \rho = 11,65$. Положим, что от тяжелых ядер остался заморожен-
 ный 1% весового состава, т.е. $X_{AZ} = 0,1$ и $X_n = 0,9$. Использу-
 ем для вырожденного электронного газа

$$\mu^3 = 3\lambda^3 \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho}{m_H} X_{A,Z},$$

и из условия равновесия по β^- -процессам имеем

$$\ln X_\rho = \ln X_n + \frac{15}{T_0} - 5,93 \frac{\mu}{T_0},$$

где

$$\lambda^3 = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{h}{mc} \right)^3 = 0,568231 \cdot 10^{-30} \text{ см}, \quad \mu \text{ в ед. мс}^2.$$

Подставляя полученные значения величин, получаем:

$$Z = 130; \quad A = 520; \quad \rho_{A,Z} = 4,6 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3,$$

$$\rho_n = 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3; \quad \rho_p = 3,2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3.$$

Приведенные оценки получены в предположении отсутствия α -рас-
 пада и деления ядер. Поскольку свойства ядер в этих областях неиз-
 вестны, для оценок характерных времен α -распада и спонтанного
 деления будем пользоваться экстраполяцией свойств ядер в эти об-
 ласти.

Для энергии α -распада согласно формуле Вайцеккера имеем

$$E_\alpha = -3,38 A^{2/3} + 0,214 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \approx 350 \text{ Мэв.}$$

Кулоновская энергия при α -распаде

$$E_c \approx \frac{2Z}{A^{1/3}} \approx 530 \text{ Мэв.}$$

Для оценки деления будем пользоваться эмпирической формулой с
 условием для ядер на границе устойчивости $Z/A = \frac{1}{3}$

$$\lg T_{1/2} = 157 - 0,93 Z.$$

Учет поправок на оболочку может уменьшить это время максим-
 ум на 4 порядка и тогда $T_{1/2} > 1$ сек для $Z < 164$.

Характерное время установления рассматриваемого равновесия,
 это время t_β - время β -распада. Тогда имеем

$$\frac{1}{t_\beta} > \frac{\ln 2}{ft} \int_0^{Z_0} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon > \frac{\ln^2}{ft} \cdot \frac{\varepsilon_0^5}{30}.$$

При $\lg ft = 3,5$, $\varepsilon_0 m e^2 = 20 \text{ Мэв}$, время $t_\beta < 0,001$ сек.

Специальным характером времени измерения плотности, т.е. гидродинамическое время,

$$t_H \approx \frac{10^4}{\sqrt{\rho}} \sim 0,002 \text{ сек.}$$

Рассматриваемые условия могут осуществляться, например, во взрыве Сверхновой. Тогда образовавшиеся таким образом далекие трансураниевые элементы в выброшенном веществе будут распадаться и давать свой вклад как в кривую блеска Сверхновой, так и в химический состав выброшенного вещества. Некоторая часть осколков такого вещества может ускоряться, превращаясь в тяжелую компоненту космических лучей. Но в настоящей работе очень много неясных моментов как в кинетических процессах взрыва и закалки элементов, так и просто в незнании с достаточной определенностью свойств элементов с большим избытком нейтронов. Все это требует специального теоретического и экспериментального исследования.

НУКЛОННЫЕ ШИРИНЫ УРОВНЕЙ В МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК И
МЕТОД СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ

Е.Л.Ядровский, С.Д.Неледвин, С.И.Гришанова, Н.И.Татаренко
(Физико-энергетический институт ГК АЗ СМ СССР, Московский
госуниверситет)

Проводится сопоставление трех методов расчета нуклонных
ширин: метода сильной связи каналов, единой теории ядерных реак-
ций и метода приведенных ширин (R -матричная теория).

The three methods of the nucleon widths calculations are
compared: the method of the reduced widths (R - matrix theory),
shell model approach of the unified theory and the method of the
coupled - channels.

Вопрос о соотношении "точных" и приближенных методов расчета
сечений ядерных реакций приобретает большую важность как для фи-
зики структуры ядра и ядерных реакций, так и для прикладных за-
дач. Это связано с тем, что "точные" методы (единая теория ядер-
ных реакций [1], метод сильной связи каналов [2, 3]) технически
очень трудоемки и вместе с тем, как показали работы последних
лет [3-5], они привносят немного нового в качественное понимание
явлений. Вследствие технических трудностей математически точное
решение задачи, например в методе сильной связи, достигается сль-
шним исходным предположением о существовании небольшого числа ос-
новных каналов реакции. Это существенно ограничивает возможности
метода и по-прежнему оставляет открытым вопрос об инженерной год-
ности теоретических методов оценки рекомендованных для реакторов
ядерных данных. Поэтому основное назначение точных методов состо-

и в обосновании простых феноменологических подходов, широко применяемых при анализе экспериментальных сечений.

Этой теме и посвящен доклад.

Сопоставим вначале известный метод приведенных шири и метод сильной связи.

В методе приведенных шири распад уровня λ по каналу c определяется известным из R -матричной теории выражением для ширины [6]

$$\Gamma_{\lambda c} = 2\rho_c \gamma_{\lambda c}^2,$$

где ρ_c - проникаемость; $\gamma_{\lambda c}^2$ - приведенная ширина. В конкретных расчетах в разложении волновой функции ядра ψ_λ по оболочечному базису ϕ_{nc} , $\psi_\lambda = \sum_c \chi_c^{(\lambda)} \phi_{nc}$ учитываются переходы только в соседнюю оболочку, характеризующуюся определенным числом осцилляторных квантов $\hbar\omega$, $N = 2n + l - 2$. В этом случае величина $\gamma_{\lambda c}^2$ определяется соотношением

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \chi_c^2 \theta^2,$$

где $\theta^2 = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{ma^2}$ - одночастичный предел приведенной ширины Вигнера - Теймана [7]; m - приведенная масса в нуклонном канале; a - радиус ядра.

Особый интерес для сопоставления различных подходов представляет случай, когда уровень имеет сильный сдвиг по энергии относительно средней энергии "нулевого приближения", так, что он оказывается расположенным вблизи следующей осцилляторной полосы той же четности. Два таких примера, когда этот сдвиг достигает 10 - 12 Мэв мы рассмотрим ниже. Необходимость включения в базис переходов через две оболочки в этом случае не вызывает сомнения.

Выражение для величины $\gamma_{\lambda c}^2$, когда смешиваются состояния, сравнивающиеся только главным квантовым числом нуклона n , также может быть получено в R -матричной теории [6]. Оно имеет вид

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \left[\sum_n (-)^{n+1} \chi_{nc}^{(\lambda)} \right]^2 \frac{\hbar^2}{ma^2}. \quad (1)$$

Метод сильной связи каналов основывается на численном решении систем дифференциальных уравнений второго порядка и подробно описан в работах Тамуры [2].

Сравнение этих двух методов проведем на двух примерах:

1) рассеяние нейтронов ядром ^{89}Y с возбужденным уровнем 0^- в ядре ^{90}Y ; 2) рассеяние протонов через изобар-аналоговый резонанс 0^+ в ядре ^{208}Bi . Диагонализационный расчет проводился на базисе состояний $j_p^{-1} j_n: 0^-$ и $j_n^{-1} j_p: 0^+$ с использованием функций гармонического осциллятора. Энергия "нулевого приближения" и энергия "дырок" в методе сильной связи определены в потенциале Вуда - Саксона. В качестве остаточного взаимодействия в оболочечных расчетах использовались d^1 -силы. Расчет ширины в одном случае проводился по формулам R -матричной теории. В методе сильной связи ширины извлечены из рассчитанных сечений аппроксимацией их формулой Брайта-Вигнера.

В табл. 1 и 2 приводятся сравнение ширины, найденных двумя рассмотренными методами. Здесь же для сравнения показаны результаты обычного диагонализационного расчета, когда в базисе не учитываются переходы через две оболочки [8].

Т а б л и ц а 1

Нейтронные ширины уровня 0^- с энергией $E=14,60$ Мэв в ядре ^{90}Y

^{89}Y		Метод приведенных ширины		Метод сильной связи каналов
J^π	$E, \text{Мэв}$	На базисе 4 ф-ий	На базисе 8 ф-ий	
$1/2^-$	-	65	500	392
$3/2^-$	1,81	575	945	1300
$5/2^-$	1,84	33	615	460
$7/2^-$	6,64	-	-	53
$\Gamma_{\text{д}}, \text{кэв}$		673	2060	2200

Т а б л и ц а 2

Протонные ширины ИАС 0^+ с энергией $E=15,2$ Мэв в ядре ^{208}Bi

^{207}Pb		Метод приведенных ширины		Метод сильной связи каналов [3]
J^π	$E, \text{Мэв}$	На базисе 6 ф-ий	На базисе 12 ф-ий	
$1/2^-$	-	60,3	80,5	81
$5/2^-$	0,57	17,3	18,1	38
$3/2^-$	0,89	79,0	90,0	92
$13/2^-$	1,63	0,3	0,3	7
$7/2^-$	2,34	9,5	15,3	15
$9/2^-$	3,63	-	-	0,3
$\Gamma_{\text{р}}, \text{кэв}$		166	204	233

Попытки обосновать метод приведенных шири с точки зрения единой теории ядерных реакций [4, 5], имеют тот недостаток, что сами несут в себе определенные математические приближения. Одним из таких приближений является факторизация функции непрерывного спектра

$$\varphi_c(E, r) \sim \sqrt{\Gamma_c / [2\pi \{ (E_c - E)^2 + \Gamma_c^2 / 4 \}]} \Phi_{nc}(r),$$

которая ставит под сомнение возможность применения этого метода для рассмотрения резонансов, имеющих сильный сдвиг по энергии по сравнению с "нулевым приближением".

R — матричная теория позволяет предложить другое выражение для факторизации

$$\varphi_c(E, r) \sim \sum_n (-)^{n+1} \sqrt{\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_c}{(E_{nc} - E) + \Gamma_c^2 / 4}} \Phi_{nc}^{(r)}. \quad (2)$$

Это соотношение годится для любого, как угодно большого сдвига.

Ширина распада дискретного состояния Ψ_λ в непрерывный спектр φ_c в теории Фешбаха [1] определяется выражением

$$\Gamma_{\lambda c} = 2\pi \langle \Psi_\lambda | V_{12} | \varphi_c \rangle^2.$$

Факторизация (2) позволяет свести это выражение к соответствующему R — матричному выражению для ширины, когда величина $\gamma_{\lambda c}^2$ определяется соотношением (1). Такое сведение оказывается возможным при двух условиях:

1) ширина одночастичного резонанса определяется соотношением

$$\Gamma_c = 2P_c \frac{\hbar^2}{m a^2};$$

2) уровень λ находится достаточно далеко от уровня "нулевого приближения", т.е.

$$|E_{nc} - E| \gg \Gamma_c / 2.$$

Таким образом, в рассмотренных нами двух примерах метод приведенных шири дает неплохое согласие с методом сильной связи. В данном случае это существенно связано с учетом в базисе состояний, отвечающих переходам через две оболочки. Величина эффекта расширения базиса на нуклонные ширины зависит от природы сдвига уровня относительно средней энергии "нулевого приближения". Когда этот

сдвиг обусловлен когерентным остаточным взаимодействием, как в случае ИАС 0^+ в ^{208}Bi [8], эффект слабее, чем в случае уровня 0^+ в ^{90}Y , где сдвиг вызван сильным спин-орбитальным расщеплением уровней "нулевого приближения". В последнем случае наблюдается увеличение отдельных парциальных ширин более чем в 10 раз. Формулу Фешбаха для ширины уровня можно сопоставить с R -матричным выражением в общем случае - как угодно большого сдвига уровня, если воспользоваться факторизацией (2).

На основании полученных результатов еще рано делать окончательные выводы о соотношениях трех методов расчета ширин. Мы весьма приблизительно извлекали ширины из точных сечений, рассчитанных методом сильной связи (эта точность $\sim 20\%$). Нахождение корректной процедуры определения ширин из сечений - это самостоятельная большая проблема, трудности которой широко обсуждаются в литературе [9-11].

Л и т е р а т у р а

1. Feshbach H. - Ann. of Phys., 1958, 5, 357.
2. Тампига Т. - Rev. Mod. Phys., 1955, 27, 679.
3. Балашов В.В., Гришанова С.И. - Phys. Lett., 1968, 28B, 157.
4. Саидиев Р., Друдале Н. - Phys. Lett., 1969, 29B, 9.
5. Балашов В.В. и др. - ЯФ., 1965, 2, 643.
6. Лэйн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960.
7. Теиссман Т., Вигнер Е.Р. - Phys. Rev., 1952, 87, 123.
8. Балашов В.В., Ядровский Е.Л. - Phys. Lett., 1967, 25B, 67.
9. Литвин В.Ф. и др. - ЯФ., 1970, 11, 123.
10. Мскеллер В.Н.И. - Phys. Lett., 1970, 32B, 246.
11. Dover C.B., Mahaux C., Weidenmüller H.A. - Nucl. Phys., 1969, A139, 593; Haxney H.L., Weidenmüller H.A. - Nucl. Phys., 1969, A139, 241.

СХЕМА ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ С УЧЕТОМ СВЯЗИ КАНАЛОВ

А.А. Лукьянов

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В резонансной теории ядерных реакций получена схема параметризации сечений с учетом взаимодействия прямых и компаунд процессов.

The channel coupling scheme of cross-sections parametrisation is derived from R -matrix theory.

Энергетические структуры в нейтронных сечениях, проявляющиеся практически во всем интервале исследованных энергий, определяются прямо или косвенно состояниями квантовомеханической системы нейтрон плюс ядро-мишень, имеющими различную природу и, соответственно, различные периоды жизни. Это могут быть короткоживущие одночастичные состояния непрерывного спектра с ширинами $\sim \hbar / t$ порядка Мэв, промежуточные (входные, аналоговые) состояния с масштабом ширины ~ 10 кэв и узкие резонансы компаунд-ядра с ширинами меньше 1 кэв [1]. В зависимости от интервала энергии и экспериментального разрешения в сечениях проявляется характерная структура, определяемая теми или иными состояниями, а также взаимодействием (интерференцией) как состояний одного типа, так и качественно разных. Анализ экспериментальных данных в этом случае связан с выбором определенной схемы параметрического представления энергетической зависимости сечений в рассматриваемой области на основе резонансной теории реакции [2]. При изучении отдельных изолированных резонансов структура сечения описывается формулой Брейта-Вигнера с независимыми от энергии параметрами: $\gamma_{\lambda c}^2$ - приведенными ширинами уровней λ в канале реакции c и E_{λ} - энергиями уровней. Полученные в различных экспериментах с различным экспериментальным разрешением эти параметры должны быть одинаковыми и теми же до тех пор, пока можно не учитывать влияния соседних резонансов. В рамках т.н. одноуровневого приближения, где сечение представляется суммой отдельных изолированных резонансов, задание набора параметров $\gamma_{\lambda c}^2$ и E_{λ} для всех уровней в определенном интервале энергий полностью определяет энергетическую структуру сечения в этом интервале. Таким образом, знание резонансных параметров представляет здесь интерес не только для ядерной спектроскопии, но и с практической точки зрения - для экономного представления, оценки и сопоставления результатов измерения энергетической структуры некоторого сечения в различных экспериментах. Кроме общеизвестной одноуровневой параметризации сечений, широко распространены и общие многоуровневые схемы параметризации экспериментально наблюдаемых сечений, в частности сечения деления в резонансной области [3], учитывающие эффекты ин-

терференции между резонансами в широком интервале энергии. Основной здесь является проблема однозначного параметрического описания имеющихся экспериментальных данных, так как в общем случае число свободных параметров велико. В области хорошо разрешенных отдельных резонансов компаунд-ядра наиболее удобной с практической точки зрения является, по-видимому, схема S -матричной теории [4, 5]. Однако распространение этой схемы на более широкую область сталкивается с общей в этом случае трудностью учета широких состояний, связываемых обычно с прямыми (или подобными прямыми) процессами, и их взаимодействия с компаунд-резонансами. Предлагаемая ниже схема параметризации содержит как прямые, так и компаунд-состояния, где в качестве прямых предполагаются состояния области непрерывного спектра по отношению к определенному каналу реакции.

Хотя общая схема резонансной теории, в частности R -матричной теории, содержит всевозможные состояния [2], она не имеет физических предпосылок для выделения тех или иных. Экспериментальные данные указывают на возможность образования долгоживущих состояний (компаунд-резонансов), характерных для области дискретного спектра. Но поскольку эти состояния все же распадаются, это означает определенную примесь в волновой функции от несвязанных состояний области непрерывного спектра. Рассматривая в качестве ортогонального базиса всевозможные несмешанные состояния частично-дискретного типа, например, являющиеся собственными функциями модельного гамильтониана H_0 , можно параметризовать элементы матрицы столкновений $S_{cc'}$, определяющей всевозможные сечения реакций, набором вещественных параметров, характеризующих эти базисные состояния [9]:

$$S_{cc'} = e^{-i\omega_c} \left[\delta_{cc'} + 2i\rho_c^{1/2} \sum_{\lambda M} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} (A^{-1})_{\lambda M} \rho_c^{1/2} \right] e^{-i\omega_{c'}} \quad (1)$$

где ω_c и ρ_c - известные функции, определяющие фазы потенциального рассеяния и коэффициенты проницаемости [2], а $(A^{-1})_{\lambda M}$ - элементы матрицы, обратной A , для которой

$$A_{\lambda M} = (E_{\lambda} - E) \delta_{\lambda M} + \langle \lambda | H' | M \rangle - i\Gamma_{\lambda M}/2; \quad (2)$$

$$\Gamma_{\lambda M} = 2 \sum_c \rho_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c}. \quad (3)$$

Вещественные величины $\langle \lambda | H' | m \rangle$ представляют собой матричные элементы перехода между состояниями за счет отличия реального гамильтониана задачи H от H_0 ($H' = H - H_0$). (При $H' = 0$ получим известный результат R -матричной теории [2]).

Предположим, что среди состояний гамильтониана H_0 есть как открытые для распада по определенному каналу, так и закрытые энергетически состояния. Если каждому приписывать определенную частично-дырочную конфигурацию, то в области непрерывного спектра при энергиях возбуждения ≥ 10 Мэв реализуются простейшие из них - одночастичные, либо типа две частицы - дырка, в то время как все остальные попадают в область дискретного спектра, где их распад с испусканием нуклона энергетически запрещен. (Радиационные переходы возможны для всех состояний, поэтому такое разбиение по отношению к радиационным каналам не имеет смысла.) Подразумевая ниже, что индексы входного c и выходного c' канала реакции относятся лишь к ядерным частицам, будем обозначать распадающиеся по тому или другому каналу состояния индексом $l(m)$, все же остальные $\lambda'(M')$ по этим каналам не распадаются и не вносят вклада в сумму (1), при этом соответствующие величины $\gamma_{\lambda'c}$ равны нулю. Используя эти предположения соотношение (1) можно привести к виду [7]:

$$S_{cc'} = e^{-i\omega c} \left\{ \delta_{cc'} + 2i \rho_c^{1/2} \sum_{lm} \gamma_{lc} \gamma_{m'c'} (A_{++}^{-1})_{lm} \rho_{c'}^{1/2} + 2i \rho_c^{1/2} \sum_{\lambda'M'} \beta_{\lambda'c} \beta_{M'c'} [(A_{--} - A_{-+} A_{++}^{-1} A_{+-})^{-1}]_{\lambda'M'} \rho_{c'}^{1/2} \right\} e^{-i\omega c'} \quad (4)$$

где величины

$$\beta_{\lambda'c} = \sum_l \gamma_{lc} (A_{-+} A_{++}^{-1})_{\lambda'l} \quad (5)$$

имеют смысл амплитуд приведенных ширин состояний дискретного спектра по отношению к распаду в канале c при наличии остаточного взаимодействия ($H' \neq 0$). Входящие в соотношение (4) различные блоки матрицы A состоят из элементов

$$(A_{++})_{lm} = (E_l - E) \delta_{lm} + \langle l | H' | m \rangle - i \Gamma_{lm} / 2; \quad (6, a)$$

$$(A_{--})_{\lambda'M'} = (E_{\lambda'} - E) \delta_{\lambda'M'} + \langle \lambda' | H' | M' \rangle - i \Gamma_{\lambda'M'} / 2; \quad (6, b)$$

$$(A_{+-})_{\lambda'l} = (A_{-+})_{\lambda'l} = \langle \lambda' | H' | l \rangle - i \Gamma_{\lambda'l} / 2; \quad (6, b)$$

где Γ_{zm} — сумма (3) по всем открытым каналам, общим для l и m , а $\Gamma'_{\lambda' m}$ — такая же сумма, но по каналам, отличным от e и e' . Ассоциируя состояния непрерывного спектра с прямым процессом, нетрудно установить зависимость приведенных ширины связанных (компаунд) состояний от параметров распадающихся состояний. Предполагая, что для некоторого резонанса λ' в сумму по l (5) дает вклад лишь один широкий уровень, получаем

$$|\beta_{\lambda' c}|^2 \approx |\delta_{zc} (A_{++}^{-1})_{zz} (A_{+-})_{z\lambda'}|^2 = \frac{\gamma_{zc}^2 [\langle z | n' | \lambda' \rangle^2 + \Gamma_{z\lambda'}^2 / 4]}{(\tilde{E}_z - E)^2 + \Gamma_{zz}^2 / 4}, \quad (7)$$

где $\tilde{E}_z = E_z + \langle z | n' | z \rangle$. Для входного нейтронного канала при энергиях, где в непрерывный спектр попадают лишь одночастичные конфигурации, такая структура нейтронных ширин соответствует известной схеме распределения одночастичного состояния по компаунд-резонансам [6], определяющей, например, структуру силовой функции и связь мнимой части оптического потенциала с резонансными ширинами. Соотношение (7) справедливо не только для входного канала, но и для канала реакции при произвольной конфигурации соответствующего состояния непрерывного спектра. Подобная структура делительных ширин резонансов делящихся ядер дает основание относить к области непрерывного спектра для канала деления т.н. "промежуточные состояния", природа которых широко обсуждается в последнее время [8].

Для описания сечений, усредненных по интервалу энергии, значительно превышающему расстояние между компаунд-резонансами D , можно использовать матрицу столкновений \bar{S} , где сумма по λ' (M') (4) вычисляется с использованием определенных статистических предположений о распределении знаков и величин параметров этих резонансов в данном интервале [2]. Для этой цели удобно использовать представление элементов $S_{cc'}$ (4) в форме [7]

$$S_{cc'} = e^{-i\alpha_c} \left\{ \delta_{cc'} + 2i\rho_c^{1/2} \sum_{zm} \gamma_{zc} \gamma_{mc'} [(A_{++} - A_{+-} A_{-+}^{-1} A_{-+})^{-1}]_{zm} \rho_{c'}^{1/2} \right\} e^{-i\alpha_{c'}} \quad (8)$$

где переход к $\bar{S}_{cc'}$ связан со статистическим усреднением элементов $(A_{++} - A_{+-}^{-1} A_{-+})_{zm}$ (8). Используя общее в R -матричной теории такое усреднение, в предположении случайного распределения значений $\langle z | n' | \lambda' \rangle$ [2], будем иметь

$$\overline{(A_{+-} A_{--}^{-1} A_{-+})_{22}} \approx i\bar{\kappa} \langle Z | H' | \lambda' \rangle^2 / D = iW_L, \quad (9)$$

где $\langle Z | H' | \lambda' \rangle^2$ среднее значение по всем уровням λ' в рассматриваемом интервале (мнимая часть элементов $(A_{+-})_{22}$, (6,в) здесь не учитывалась). Недиагональные элементы (9) при этом обращаются в нуль. Таким образом, для \bar{S}_{cc} получим обычное R -матричное соотношение (1), содержащее только состояния непрерывного спектра с мнимой-добавкой к значению энергии уровня (9) - $E_L' = \bar{E}_L - iW_L$. Величины W_L ответственны за уширение состояний непрерывного спектра за счет их размывания по компаунд-состояниям и непосредственно выражаются через мнимую часть оптического потенциала, действительная часть которого должна давать уровни непрерывного спектра. В приведенной схеме (8) в результате усреднения (9) получается свой потенциал для каждой пары каналов (c, c') , что является в какой-то степени обобщением обычной одноканальной оптической модели [2, 10].

В ограниченном интервале, где энергетическая зависимость вклада в сечение (в S -матрицу) прямых процессов не существенна, известные схемы параметризации, рассматривающие только компаунд-резонансы, останутся для рассмотренной выше схемы практически без изменения, за исключением, может быть, возможности учета нерезонансного вклада прямого процесса в сечение реакции ($c \neq c'$). В другом предельном случае, при описании средних сечений, схема содержит непосредственный переход к обобщенной оптической модели с соответствующими параметрами. Очевидно, что можно рассматривать также промежуточные ситуации, выделяя при анализе конкретных сечений некоторые известные из эксперимента или теоретических предсказаний состояния, а для остальных - используя статистическое описание.

Л и т е р а т у р а

1. We i s s k o r f V. - Phys. Today, 1961, 14, 18.
2. Л е й н А., Т о м а с Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960.
3. Л у к ъ я н о в А.А. - В кн.: Бюллетень центра по ядерным данным, вып. 6. Атомиздат, М., 1969, с. 7.
4. H u m b l e t J., and R o s e n f e l d L. - Nucl. Phys., 1961, 26, 519.

5. Adler D.B. and Adler F.T. In "Proc. Conf. on Breeding in Large Fast Reactors". Argonne, 1963, ANL-6792, p. 625.
6. Lane A.M., Thomas R.G. and Wigner E.P. - Phys. Rev., 1955, 98, 693.
7. Лукьянов А.А. - ЖТМФ (в печати).
8. Lynn J.E. "The Theory of Neutron Resonance Reactions". Clarendon Press, Oxford, 1968.
9. Lane A.M. and Robson D. - Phys. Rev., 1966, 151, 774.
10. Feshbach H., Porter C. and Weisskopf V. - Phys. Rev., 1954, 96, 448.

КОРРЕЛЯЦИЯ И АНТИКОРРЕЛЯЦИЯ ПРИВЕДЕННЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ
ПЕРЕХОДОВ В (n, γ) И (α, p) РЕАКЦИЯХ ДЛЯ ЯДЕР
 $25 \leq A \leq 81$.

И.Ф.Барчук, Г.В.Белых, В.И.Голышкин, А.В.Мурзин,
А.Ф.Огородник

(Институт ядерных исследований АН УССР)

В работе приводятся данные расчетов коэффициентов корреляции между приведенными вероятностями (I_{γ}/E_{γ}^3) для E1 переходов из захватного состояния на более низкие p-уровни в $(n\gamma)$ реакции на тепловых нейтронах и спектроскопическими факторами $S(2J_{\gamma} + 1)$ для этих уровней, определяемых из (αp) реакции, для четно-четных ядер-мишеней с $25 \leq A \leq 81$. Обсуждается возможность по значениям коэффициента корреляции судить о механизме реакции захвата нейтрона.

The coefficient correlation data between reduced probability (I_{γ}/E_{γ}^3) for E1 transitions from capture states on the low p-level in thermal neutron capture reactions and spectroscopic factors $s(2J_{\gamma} + 1)$ for the same levels from (αp) reactions have been calculated for even-even target-nucleus with $25 \leq A \leq 81$. Using the coefficient correlation values possibility of the different thermal neutron capture mechanisms presence are discussed.

В работах [1-4] рассматривались некоторые особенности радиационного захвата нейтронов атомными ядрами. Интерпретация спектров проводилась с учетом различных моделей протекания реакции захвата (образование составного ядра, прямой захват и образование входных состояний). Известно, что с помощью модели реакции захва-

та тепловых нейтронов ядрами с образованием составного ядра объяснены форма гамма-спектров, распределение порционных радиационных и нейтронных ширин. При систематическом экспериментальном изучении спектров гамма-лучей из реакции (n, γ) с тепловыми нейтронами обнаружены интенсивные жесткие γ -линии, наличие которых не могло быть объяснено с помощью модели составного ядра. Л.В.Грошевым и А.М.Демидовым показано [5], что для большинства ядер с атомным весом $A \leq 67$ основная часть жестких γ -линий соответствует Е1-переходам из захватного состояния на ρ -нейтронные уровни ядра и что форма γ -спектра зависит от расположения этих уровней. Наиболее интенсивные переходы происходят на ρ -уровни с большой степенью одночастичности, определяемой в (α, ρ) реакции. Это явление объяснено с помощью модели реакции прямого захвата нейтрона. Суть ее состоит в том, что s -нейтрон при захвате как бы садится на свою ρ -орбиту без возбуждения остальных нуклонов ядра-мишени. Избыток энергии между энергией ρ -уровня и захватного состояния излучается в виде кванта [6-9]. Согласно теории [6] в случае "прямого захвата" должна существовать корреляция между приведенной вероятностью γ -перехода, пропорциональной экспериментально определяемой в (n, γ) реакции величиной I_γ / E_γ^3 (I_γ - интенсивность γ -линии, E_γ - энергия γ -линии) и приведенной нейтронной шириной, пропорциональной экспериментально определяемым в (α, ρ) реакции спектроскопическим фактором $s(2J_f + 1)$.

Имеется достаточно экспериментальных данных как по (n, γ) [5, 10], так и по (α, ρ) реакции, подтверждающих наличие механизма "прямого захвата" нейтрона, в частности для ядер с $A \leq 67$. Однако для некоторых ядер, таких как Fe^{57} , Ni^{63} , Zn^{67} , в конце области $A \leq 67$, корреляции ослабевают, а для ядер Zn^{69} , $Ge^{71, 73}$, Se^{81} [12 - 16] - наблюдаются антикорреляции. Последнее не может быть объяснено с помощью механизма "прямого захвата". В работах [10, 17] приводятся предположения о наличии механизма образования "входных состояний" при захвате нейтронов высоких энергий, а в работе [11] попытка применить модель "входных состояний" для объяснения этих антикорреляций в (n, γ) реакции с тепловыми нейтронами.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные, полученные с тепловыми нейтронами, на основе которых легко иллюстрируются механизмы захвата нейтрона.

Коэффициенты корреляции и γ -переходы типа E1. Как уже упоминалось, модель реакции захвата нейтрона через составное ядро хорошо описывается статистически. В связи с этим при анализе экспериментальных спектров обычно производится сравнение распределения интенсивностей гамма-линий с известным распределением Портера-Томаса [10]. Совпадение этих распределений является критерием наличия механизма захвата нейтрона через составное ядро. Критерием наличия механизма "прямого захвата" является корреляция между величинами I_γ / E_γ^3 и $s(2J_f + 1)$. Часто эти величины изображают в виде линий интенсивностей соответствующих уровней ядер, которые изображаются на шкале энергий. Такое сравнение будет качественным и неудобным, если рассматривать большое количество ядер. Это сравнение затруднительно из-за отсутствия надежных данных по (α, ρ) реакции (плохое разрешение). Данные по спектрам γ -лучей из (n, γ) реакции, полученные с помощью $Ge(Li)$ детекторов, удовлетворяют этим требованиям.

Для построения общей картины, на которой могли бы проявиться признаки наличия того или другого механизма реакции захвата теплового нейтрона, удобно использовать величину коэффициента корреляции [23]. Коэффициент корреляции двух величин x и y имеет вид

$$\rho = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{[\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \sum_i (y_i - \bar{y})^2]^{1/2}}$$

В данном случае x и y представляют величины I_γ / E_γ^3 и $s(2J_f + 1)$. ρ принимает значение от +1 до -1 в зависимости от степени корреляции величин x и y . Крайние значения ρ соответствуют случаям полных корреляций или антикорреляций. Для некоррелируемых случайных величин ρ равно 0.

В статистической теории составного ядра нейтронные и радиационные ширины имеют независимые распределения Портера-Томаса [10] поэтому в модели реакции с образованием составного ядра $\rho = 0$. При "прямом захвате" нейтронов с уменьшением вклада составного ядра значение ρ должно стремиться к +1. При наличии взаимно исключаящих механизмов (каким является механизм захвата с образова-

нием "входных состояний" к "прямому захвату") ρ стремится к -1 . Одновременное присутствие в одинаковой степени таких механизмов может привести к значению ρ равно 0. В этом случае необходимо использовать другие критерии.

В Институте ядерных исследований АН УССР проводится систематическое изучение E1-переходов для четно-нечетных ядер с $A \geq 65$ [12-16]. Для Ge^{75} коэффициент ρ не рассчитан из-за отсутствия данных о спектроскопических факторах из (α, ρ) реакции. Обнаружено большое количество антикорреляций. Сравнения всех имеющихся данных по E1-переходам для легких четно-нечетных ядер проводилось вычислением коэффициента корреляции ρ . Нами рассчитаны ρ для целого ряда четно-нечетных ядер с $A \leq 81$, для которых имеются необходимые данные как по (n, γ) , так и по (α, ρ) реакциям. В таблице приведены изотопы и ссылки на литературу, из которой взяты данные для расчета ρ .

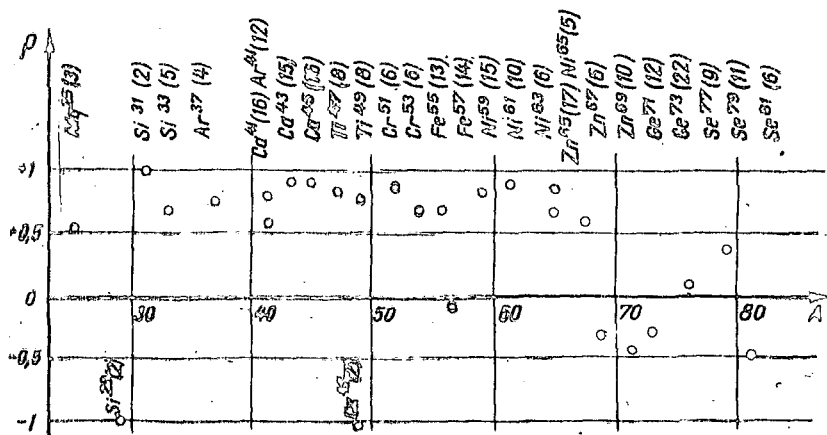
Изотоп	Литература	Изотоп	Литература
Mg 25	19,20	Fe 55	23,37
Si 29,31	20,21	Fe 57	23,38,39
Si 33	20,22	Ni 59	23,40,41
Ar 37	20,23	Ni 61	23,38,40
Ar 41	20,24	Ni 63	23,37
Ca 41,43,45	25,26	Ni 65	37,42
Ca 49	27,28	Ni 65,67,69	12,13,17,45-47
Ti 47	29,30	Zn 71,73	14,15,48
Ti 49	23,31	Ge 77	43,44
Cr 51	32,34	Se 79,81	16,44,49
Cr 53	35,36	Se	

На рисунке даны значения ρ в зависимости от атомного веса изотопа A . В верхней части рисунка указаны изотопы, для которых вычислены значения ρ и количество сравниваемых значений x и y (в скобках). Заштрихованные кружки соответствуют данным по γ -спектрам, полученным в нашей лаборатории.

Из рассмотрения рисунка следует, что для ядер с атомными весами 25 $\leq A \leq 67$ значения ρ положительны и колеблются около

среднего значения $-0,75$. Для Si^{29} и Ca^{49} в расчетах использованы только по две пары величин x и y и поэтому значения $\rho = -1$ могут быть случайными. Для ядер Zn^{69} , $Ge^{71,73}$, Se^{81} значения коэффициента корреляции отрицательны и составляют в среднем $\rho = -0,6$.

Степень достоверности этих значений, по-видимому, должна быть той же, что и для большинства ядер в области $25 \leq A \leq 67$, так как количество величин x и y , использованных в расчетах ρ , примерно то же.



Систематический характер расположения точек с положительным ρ для ядер с $25 \leq A \leq 67$ наглядно иллюстрирует присутствие механизма "прямого захвата" нейтрона, установленного в работе [6]. Систематический характер расположения точек с отрицательным ρ для ядер с $A = 69-81$ говорит о присутствии иного механизма реакции захвата нейтрона. Тенденция в стремлении ρ к нулю для Fe^{67} , Ni^{69} , Se^{77} , Se^{79} может указывать на присутствие при захвате теплового нейтрона как механизма "прямого захвата", так и механизма с образованием "входных состояний".

На основании известных спектроскопических данных о нижних возбужденных уровнях изотопов цинка, германия и селена, а также

об энергии одночастичных уровней в оболочечной модели ядра можно предположить, что наблюдающиеся интенсивные жесткие γ -линии, антикоррелирующие с данными из (d, p) реакции свидетельствуют о распаде "входных состояний" нуклонфононного типа, образующиеся при захвате тепловых нейтронов ядрами Zn^{68} , Ge^{70} , Se^{81} . В работе [11] делается попытка объяснения антикорреляций для упомянутых ядер, предполагая образование при захвате тепловых нейтронов такого типа "входных состояний", при распаде которых происходит E1-переход на нижние p -уровни. Авторы этой работы применяют этот тип "входных состояний" на основании их успешного использования для описания некоторых особенностей в поведении нейтронных силовых функций в зависимости от массового числа.

Л и т е р а т у р а

1. Feshbach N., Kerman A.K., Leshner R.H. 1967, Ann. Phys. 41, 230.
2. Laido A.M., Nuclear Structure Study with Neutrons 357 (Proc. Conf. Antwerpen, 1965).
3. В г о в н Г.Е. - Nucl. Phys., 1964, 57, 339.
4. З а р е ц к и й Д.Ф., Лушников А.А., Урин М.Г. - ЯФ, 1966, 3, 432.
5. Грошев Л.В., Демидов А.М. - ЯФ, 1966, 4, 785.
6. Л а й о А.М., Л у н д Ж.Е. - Nucl. Phys., 1960, 17, 563, 586.
7. Ч и о м а с R.G. - Phys. Rev., 1951, 84, 1061.
8. Л а й о А.М., У и л к и н с о н Д.Н. - Phys. Rev., 1965, 97, 1199.
9. В о в к е И ш а н С.К. - Nucl. Phys., 1959, 13, 205.
10. В о л л и н г е р Л.М. Nuclear Structure. Dubna, Symposium, 1968, IAEA, p. 317, Vienna, 1968.
11. К н а т ь к о в В.А., Р у д а к Э.А. - ЯФ, 1971, 13, 3, 521.
12. Б а р ч у к И.Ф. и др. - ЯФ, 1970, 11, 934.
13. Б а р ч у к И.Ф. Тез. докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Ереван, 1969. "Наука", Л., 1969, с.44.
14. Б а р ч у к И.Ф. и др. - УФЖ, 1970, 15, 245.
15. Б а р ч у к И.Ф. и др. - Изв.АН СССР, сер. физ., 1970, 34, 1775.
16. Б а р ч у к И.Ф. - УФЖ, 1970, 15, № 12, 2071.
17. С о л о в ь е в В.Г. - ЯФ, 1971, 13, 48.
18. S p r i l l i n g P., et all. - Nucl. Phys., 1967, A102, 209.
19. Е н д т Р.М. С. Van der Leun. - Nucl. Phys., 1967, A105, I.
20. S p r i t s A.M.J. et al. - Nucl. Phys., 1970, A145, 449.
21. V a n M i d d e l k o o p G., G r u p p e I a a r H. - Nucl. Phys., 1966, A80, 321.

22. Nuclear Data, 1967, 3, N 4-6, 367.
23. Лускляма Н., Агснер Н.Р., Кеннет Т.Д. - Nucl. Phys., 1967, A100, 33.
24. Гиррелааг Н., et al. - Nucl. Phys., 1968, A114, 463.
25. Гиррелааг Н., et al. - Nucl. Phys., 1969, A131, 189.
26. Богданов А.П., Быстров Л.Н. и др. Тез. докладов VIII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, 1968. "Наука", Л., 1968, с.34.
27. Андерсен С.А., et al. - Nucl. Phys., 1968, A120, 421.
28. Тепенбаум Дж., Моксн Р., Уайд У. - Phys. Rev., 1969, 177, 1595.
29. Барроретт Дж., Среждато А., Виехнер W.W. - Phys. Rev., 1966, 143, 808.
30. Вагнер Р.Д., Сошкет Дж.Р., Векелман С.М. Phys. Rev., 1967, 159, 920.
32. Богин В.П. и др. - Вест. ЛГУ, 1963, 22, 68.
33. Вьерреггад Дж.Н., Дабле Ф.Л., Нанзон О., Сиденис Дж. - Nucl. Phys., 1963, 51, 461.
34. Бартоломен Г.А., Гунгсб М.Р. - Can. J. Phys., 1965, 43, 1128.
35. Вокс Р. et al. - Nucl. Phys., 1965, 72, 273.
36. Фулмер Р.Н., Мс Карthy А.Л. - Phys. Rev., 1963, 131, 2133.
37. Сошев В.Л., Фулмер Р.Н., Мс Карthy А.Л. - Phys. Rev., 1962, 126, 698.
38. Вьерреггад Дж.Н. et al. - Nucl. Phys., 1963, 51, 641.
39. Фулмер Р.Н., Мс Карthy А.Л., Сошев В.Л. - Phys. Rev., 1964, B955, 133.
40. Сошман Э.Р. et al. - Phys. Rev., 1966, 142, 673.
41. Богданов А.П. и др. Тез. доклада XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ереван, 1969. "Наука" Л., 1969, с.44.
42. Кондуров И.А., Логвинов Ю.Е. Ядерно-физические исследования в СССР, вып.5, 32, 1967.
43. Лин Е.К. - Phys. Rev., 1965, 139B, 340.
44. Von Eichenstein Д., Шлиффер Дж.Р. - Phys. Rev., 1967, 164, 1374.
45. Бочин В.П. и др. - Вест. ЛГУ, № 10, 34, 1965.
46. Лин Е.К., Сошев В.Л. - Phys. Rev., 1963, 132, 2632.
47. Голдман Л.Н. - Phys. Rev., 1968, 165, 1203.
48. Литвин В.Ф. и др. - Изв.АН СССР, Сер. физ., 32, 276, 1968.

СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕУПРУГО
РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

Ю.Н.Шубин, В.С.Ставинский

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В работе представлены результаты расчетов спектров и угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов, выполненные на основе статистической теории ядерных реакций, при начальной энергии нейтронов 8 и 14 Мэв. Проведен учет вклада каждого углового момента. Результаты расчетов указывают на наличие слабой анизотропии в угловых распределениях. Отмечается, что форма рассчитанных спектров отличается от максвелловской, а также от часто используемых приближенных выражений. Эти результаты следует принимать во внимание при оценке вклада прямых процессов.

The results of statistical theory calculations of the inelastic neutron scattering spectra and angular anisotropy are presented at incident neutron kinetic energy 8 and 14 Mev. The evaluation of every angular momentum contribution was performed. The results show that there exists a small anisotropy in the angular distributions. It is pointed out that calculated spectra differ from the Maxwellian ones and also from very often used approximate form. This should be taken into account when the direct process contribution is evaluated.

Согласно статистической теории [1, 2] равенств дифференциальное сечение реакции, идущей через стадии составного ядра, можно записать в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dF d\Omega} = \frac{\pi R_0^2}{2(2i_0+1)} \sum_{i_0=0}^{i_0^{max}} \sum_{j_0=i_0-1/2}^{i_0+1/2} \sum_{j_1=j_0-1}^{j_0+1} \sum_{i_1=i_0}^{i_0+1} \sum_{i=0}^{i^{max}} (2i_0+1) T_{i_0}(E_0) (2J+1)^2 (2i+1) \times \quad (1)$$

$$\frac{\sum_{i_1=i_0}^{i_0+1} \sum_{j_1=j_0-1}^{j_0+1} \sum_{i=0}^{i^{max}} (2i_0+1) T_{i_0}(E_0) (2J+1)^2 (2i+1) \times \left\{ \sum_{j_0=i_0-1/2}^{i_0+1/2} T_{j_0}(E_0) \rho(E_0-E_1, i_1) P_2(\cos\gamma) \right\}}{\int_0^{E_0} \sum_{i_2=i_0}^{i_0+1} T_{i_2}(E_2) \rho(E_0-E_2, i_2) dE_2}$$

Здесь $i_0, i_1, j_0, j_1, i_0, i_1$ — орбитальные моменты, каналовые спины, входящего и выходящего нейтрона, J — момент композитного ядра.

Проницаемости нейтронов $T_2(E)$ выбирались согласно работе [3], для плотности уровней $\rho(U, i)$ использовалось выражение модели Ферми-газа с параметрами плотности уровней, рассчитанными в работах [4, 5]. Учитывались все орбитальные моменты, дающие заметный вклад.

На рис.1 сравниваются рассчитанные угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянные ядром Ag^{108} с начальной энергией E_0 равной 8 Мэв, для различных энергий вылетающих нейтронов, с экспериментальными данными [6]. Аналогичные результаты для неупругого рассеяния нейтронов, равных 14 Мэв приведены на рис.2 для Cr^{53} вместе с экспериментальными данными [7]. Наблюдаемое различие

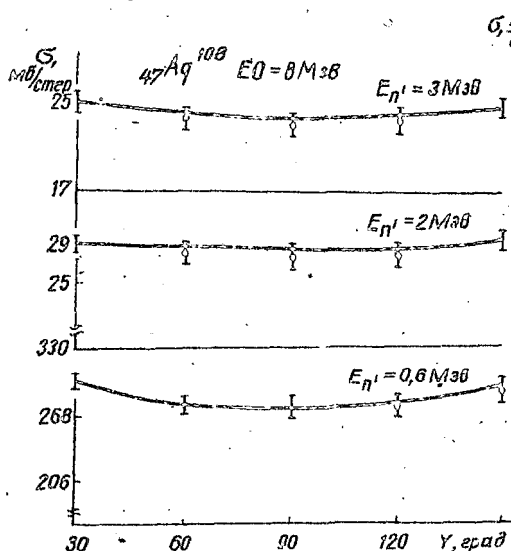


Рис.1. Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных на ядре Ag^{108} при начальной энергии 8 Мэв.

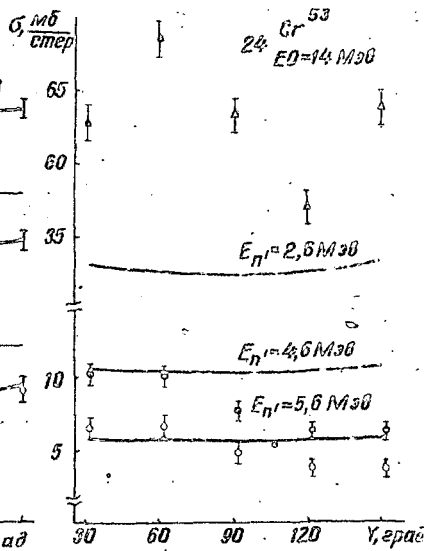


Рис.2. Угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14 Мэв на ядре Cr^{53} для различных участков спектра.

между теорией и экспериментом указывает на присутствие прямых процессов при данной энергии налетающих нейтронов.

На рис.3 приводятся результаты расчетов спектра нейтронов, вылетающих под углом 60° при неупругом рассеянии на ядре Cr^{53} (сплошная кривая). Здесь же показан максвелловский спектр

$$N(E) = A(E_0) \exp(-E/T), \quad (2)$$

связанный с расчетным спектром в точке E_{max} равно 1,7 Мэв. Из рисунка видно, что рассчитанный спектр является более мягким, чем максвелловский. Это отличие существенно при энергиях выше 3 Мэв, при энергии 5 Мэв оно достигает множителя 2 и увеличивается при больших энергиях. Это означает, что вклад прямых процессов в жесткую часть спектра может быть значительным.

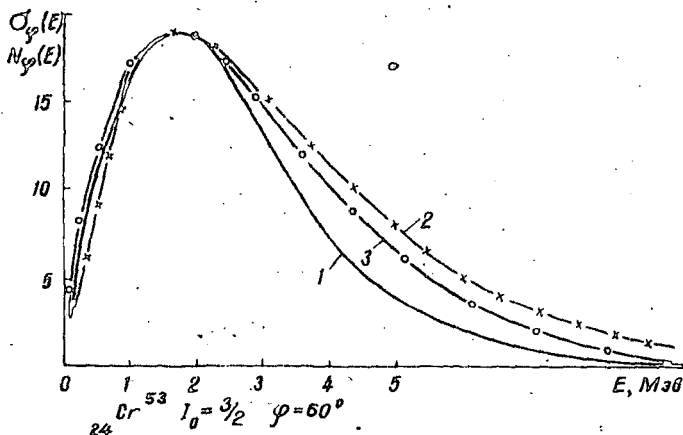


Рис.3. Спектр нейтронов из Cr^{53} (n, n') с начальной энергией 14 Мэв: 1 - точный расчет согласно формуле (1); 2 - максвелловская форма (2); 3 - согласно выражению (3).

В связи с этим рассмотрим другое выражение, часто используемое при анализе спектров,

$$N(E) \approx E(E_0 - E)^{-5/4} \text{EXP}(2(\alpha(E_0 - E))^{1/2}). \quad (3)$$

Оно получается из выражения (1), если предположить, что сечение обратного процесса $\sigma_c(E) = \text{const}$ и $\rho(v, l) = (2l + 1)\rho(v)$. На рис.3 форма (3) с параметром плотности уровней $\alpha = 6 \text{ Мэв}^{-1} / 3$ показана кривой 3. Отличие формы (3) от точного расчета по формуле (1) также значительно в области $E \geq 3,5$ Мэв. Это расхождение качественно объясняется спиновой зависимостью плотности уровней. Поэтому выделение доли прямых процессов следует проводить с корректным учетом вклада каждого углового момента.

Л и т е р а т у р а

1. Н а и с с е в В., Ф е с е в а с к и Н. - Phys. Rev., 1952, 87, № 2.
2. B l a t t J., В i e d e н н о в и L.C. - Phys. Rev., 1952, 82, 399.
3. Г о р д е е в И.В. и др. Ядерно-физические константы. Атомиздат, М., 1963.
4. Ш у б и н Ю.Н., М а л ы ш е в А.В., С т а в и н с к и й В.С. Докл. на конф. по ядерным данным. Париж, 1966, CN-23/106.
5. Ш у б и н Ю.Н. - Булл. ИЯД, 1967, 4, 304.
6. М а г и ј а ш а М. - Nucl. Phys., 1969, A 131, 145.
7. С а л ь н и к о в О.А. и др. Докл. на II конф. по ядерным данным. Хельсинки, 1970, CN-26/79.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ

В.М. Коломиец

(Институт ядерных исследований АН УССР).

Обсуждается возможность возбуждения промежуточной структуры в входных состояниях в реакциях (n, n) , (n, γ) .

A possibility of excitation of intermediate structure and doorway states in (n, n) , (n, γ) reactions is discussed.

Интерес к резонансным ядерным реакциям с нейтронами низких и средних энергий значительно возрос в связи с рядом новых экспериментальных фактов, которые не удается интерпретировать в рамках традиционных моделей составного ядра и оптической модели. Данные по упругому рассеянию, тепловому и резонансному захвату нейтронов указывают на важность формирования в этих процессах состояний промежуточной структуры: более сложных, чем одностичные, но значительно проще состояний составного ядра. Первый успех модели, предполагающей возбуждение состояний промежуточной структуры достигнут при объяснении поведения s -волновой силовой функции $\chi \sqrt{E}$ в областях $A \sim 70$ и $A \sim 115$ [1]. Хотя и нет прямых доказательств возбуждения состояний промежуточной структуры, есть целый ряд косвенных экспериментальных фактов подтверждающих такую возможность:

1. В широком диапазоне масс ядер в реакциях (n, n) при энергиях $E_n = 0 \div 1$ Мэв в полном сечении наблюдаются субгигантские резонансы с шириной $\Gamma_{суб} \sim 100$ кэв.

2. Существует сильная корреляция в положении субгигантских резонансов при распаде промежуточного ядра в различные каналы.

3. Существует корреляция в положении субгигантских резонансов при различных углах.

4. При улучшении разрешения субгигантские резонансы расщепляются на ряд резонансов тонкой структуры с шириной $\Gamma \sim 1$ кэВ. Последние представляют собой либо резонансы составного ядра при низких энергиях, либо эриксоновские флуктуации в области сильного перекрытия уровней [2].

5. В реакциях с протонами на ядрах с $N-Z \gg 1$ при умеренном разрешении наблюдаются резонансы с шириной $\Gamma_A \sim 50$ кэВ, которые являются состояниями промежуточной структуры специального типа, т.н. изобар-аналоговые состояния.

Гипотеза входных состояний. При теоретической интерпретации резонансов промежуточной структуры (субгигантские резонансы) обычно делаются следующие предположения:

1) экспериментально наблюдаемые резонансы с шириной $\Gamma_{\text{суб}}$ ($\Gamma \ll \Gamma_{\text{суб}} \ll \Gamma_{\text{отг}}$) являются резонансами в сечении, усредненном по промежуточному интервалу энергии $\Delta E \ll \Gamma_{\text{суб}}$;

2) субгигантские резонансы по аналогии с одночастичными гигантскими резонансами оптической модели обусловлены возбуждением состояний простой структуры: трехквaziчастичные состояния, состояния фонon-частица и т.п.;

3) только эти простые состояния непосредственно связаны с открытым каналом.

Последнее допущение носит название "гипотезы входных состояний" [3]. Согласно этой гипотезе система ядро - мишень плюс нуклон, прежде чем перейти в сложное компаунд-состояние, проходит первоначальную ступень - образование простой промежуточной структуры, которая поэтому обычно и называется "входным состоянием". На важность таких первых формаций в развитии компаунд-состояний впервые указал Вайскопф [4].

Если перечисленные предположения выполнены, то вблизи изолированного резонанса усредненную по интервалу энергии $\Delta E \sim \Gamma_{\text{суб}}$ амплитуду упругого рассеяния можно представить в виде:

$$\langle \Gamma_{cc} \rangle = \Gamma_{\text{от}} + \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{d,c}^f}{E - E_d + i/2 (\Gamma_d^f + \Gamma_d^b)} \quad (1)$$

где $\Gamma_{\text{от}}$ - амплитуда прямого рассеяния средним полем ядра - мишени; $\Gamma_{d,c}^f$ - ширина субгигантского резонанса по отношению к распаду в упругий канал

$$\Gamma_{d,c}^f = 2\pi \langle \psi_d | \gamma | \chi_c^{(+)} \rangle / \rho_c(E); \quad (2)$$

ψ_d - волновая функция входного состояния; $\chi_c^{(+)}$ - искаженная волна в упругом канале; γ - остаточное парное взаимодействие; $\rho_c(E)$ - плотность конечных состояний; Γ_d^f, Γ_d^b - соответственно ширины резонанса по отношению к распаду входного состояния в открытые каналы и составное ядро. В отличие от оптической модели здесь нет обычных трудностей, связанных с неэрмитовостью гамильтониана, поскольку в качестве среднего поля U_0 ядра - мишени используется вещественный потенциал. Кроме того, как видно из выражения (2), в теорию явно входит парный нуклон-нуклонный потенциал γ , что также является преимуществом в сравнении с одночастичной моделью.

Входное состояние не является собственным состоянием системы и распадается в открытые каналы и в составное ядро. Интегральная вероятность распада в составное ядро определяется при этом средней шириной Γ_d^b . Как правило $\Gamma_d^b \neq 0$, отсюда следует, что \hat{S} -матрица $\hat{S} = I - 2\pi i \hat{T}$ не унитарна, т.е. как и в оптической модели, система поглощает. Сечение поглощения пропорционально Γ_d^b и в области резонанса имеет вид

$$\langle \sigma^{(\text{погл})} \rangle = \pi R^2 g(I) \frac{\Gamma_d^f \Gamma_d^b}{(E - E_d)^2 + 1/4 (\Gamma_d^f + \Gamma_d^b)^2} \quad (3)$$

Амплитуда $\Gamma_{\text{от}}$ в формуле (1) описывает обычное дифракционное рассеяние и имеет характерный интервал изменения $\Delta E \sim \Gamma_{\text{от}}$. Нас будет интересовать здесь второе, резонансное слагаемое, меняющееся на интервале $\Delta E \sim \Gamma_d \ll \Gamma_{\text{от}}$. Как видно из уравнения (1), резонансное слагаемое не имеет Брейт-Вигнеровского вида, пос-

кольку полная ширина резонанса $\Gamma_d = \Gamma_d^a + \Gamma_d^b$ превосходит сумму парциальных ширин по отношению к распаду в открытые каналы на средовую ширину Γ_d^a . Однако, как и в случае Брейт-Вигнеровских резонансов, амплитуда может быть параметризована вблизи резонанса.

Рассмотрим влияние резонансов промежуточной структуры на эрксоновские флуктуации в области перекрывающихся резонансов составного ядра. Представим амплитуду упругого рассеяния в виде

$$\Gamma = \Gamma^{(опт)} + \Gamma^{(промеж)} + \Gamma^{(флукт)}, \quad (4)$$

где $\Gamma^{(опт)} = \Gamma_{опт} + \langle \Gamma^{(сост)} \rangle$; $\Gamma^{(промеж)}$ — слагаемое, отвечающее возбуждению состояний промежуточной структуры; $\Gamma^{(флукт)} = \Gamma^{(сост)} - \langle \Gamma^{(сост)} \rangle$; $\Gamma^{(опт)}$ изменяется в интервале энергии $\Delta E \sim \Gamma_{опт}$. Естественно допустить, что

$$|\Gamma^{(опт)}|, |\Gamma^{(промеж)}| \gg |\Gamma^{(флукт)}|, \quad (5)$$

тогда в сечении интерференционные члены между $\Gamma^{(опт)}$ и $\Gamma^{(флукт)}$, $\Gamma^{(промеж)}$ и $\Gamma^{(флукт)}$ будут усиливать Эриксоновские флуктуации по мере приближения к одночастичному оптическому резонансу или к резонансу промежуточной структуры. Это явление действительно наблюдается [5]. Теперь вопрос о подтверждении гипотезы входных состояний можно решить с помощью следующих рассуждений:

1. Если гипотеза входных состояний не имеет места, т.е. если $\Gamma^{(промеж)}$ и $\Gamma^{(флукт)}$ взаимно независимы, то интерференционное усиление флуктуаций будет происходить как за счет члена $\Gamma^{(промеж)}$, так и за счет члена $\Gamma^{(опт)}$. Вдали от субгигантского резонанса $\Gamma^{(промеж)} \rightarrow 0$ и интерференционное сечение определится как $\sigma^{(интерф)} \sim \sqrt{\sigma^{(опт)} \sigma^{(флукт)}}$.

Следовательно, в этом случае усиление резонансов тонкой структуры будет наблюдаться и вдали от резонансов промежуточной структуры.

2. Если принять гипотезу входных состояний, то $\Gamma^{(флукт)}$ будет обусловлено возбуждением состояний промежуточной структуры и вдали от этих состояний при $\Gamma^{(промеж)} \rightarrow 0$ будет также $\Gamma^{(флукт)} \rightarrow 0$. Следовательно, в этом случае $\sigma^{(интерф)} \approx 0$ и вдали от субгигантских резонансов резонансы тонкой структуры не должны наблюдаться.

Однако практически осуществить такую проверку гипотезы входных состояний трудно, так как нет областей хорошо разделенных резонансов промежуточной структуры.

Нейтронный распад входных состояний. Конкретный вид состояний промежуточной структуры зависит от выбора модели. Наиболее удобна здесь модель оболочек с остаточным нуклон-нуклонным взаимодействием. В этой модели для широкого диапазона ядер выполнены численные расчеты положения и ширины резонансов промежуточной структуры по отношению к распаду как в открытый канал, так и в составное ядро. Приведем некоторые общие закономерности, полученные в результате таких расчетов [6, 7]:

1. При рассеянии нейтронов легкими и околомагическими ядрами, например, $Si^{28}(n, n)$, $Pb^{208}(n, n)$, при энергиях $E_n = 0,5$ Мэв средняя ширина пренебрежимо мала $\Gamma_d^f \ll \Gamma_d^s$. Причина этого в том, что вблизи энергии отделения у этих ядер мала плотность состояний (в данном случае пятиквазичастичных $5QP$), в которые распадаются входные $3QP$ состояния за счет парных сил.

2. С увеличением энергии возбуждения плотность резонансов промежуточной структуры сначала возрастает, а затем падает. Это связано с тем, что $3QP$ конфигурации включают только связанные одночастичные состояния.

3. Γ_d^f от резонанса к резонансу варьируется весьма сильно. Например, для $Si^{28}(n, n)$ расчет с точечным остаточным взаимодействием дает $\Gamma_d^f = 0,260$ кэв при $E_n = 0,5$ Мэв. Это обстоятельство в общем не противоречит эксперименту. Так, измерения, выполненные в работе [8] для ядер F, Na, Mg, Al, P в области $E_n = 0,2 \div 2,5$ Мэв, дают $\Gamma_d^f = 25 \div 200$ кэв.

4. В тяжелых ядрах с незаполненной оболочкой плотность $5QP$ состояний вблизи энергии отделения велика, что приводит к большим значениям Γ_d^f . Здесь доминирует вклад составного ядра и эффекты промежуточной структуры выражены слабо.

В табл. I приведены типичные результаты расчета положения и ширины резонансов промежуточной структуры для ядер, далеких от магических. Расчеты приведены для реакции $Ni^{62}(n, n)$. В качестве остаточного взаимодействия ν использовался точечный парный потенциал и предполагалось, что компаунд-ядро достаточно хорошо описывается возбуждениями в работе [7].

Т а б л и ц а I

$E_n, \text{МэВ}$	J^π	$\Gamma_a^f, \text{кэВ}$	Γ_a^f / Γ_a^b	$\Gamma_a, \text{кэВ}$
3,48	3/2-	25	0,09	306
3,86	3/2+	27	0,06	478
4,45	1/2+	39	0,04	1018
4,48	1/2+	41	0,02	2047
6,07	1/2+	27	0,01	5560
6,22	3/2-	28	0,17	191
7,60	1/2-	48	0,03	1788

Оболочечные расчеты ширины не устойчивы по отношению к параметрам остаточного взаимодействия, поскольку $\Gamma \sim \gamma^2$.

Идентификация резонансов промежуточной структуры с входными состояниями возможна только в случае $\Gamma_a^f \gg \Gamma_a^b$. Если же $\Gamma_a^f \leq \Gamma_a^b$, то резонансы промежуточной структуры могут быть следствием интерференции многих резонансов и однозначная интерпретация их невозможна. Поэтому экспериментальное наблюдение резонансов промежуточной структуры в ядрах, далеких от магических ($\Gamma_a^f \ll \Gamma_a^b$), не может служить доказательством справедливости здесь гипотезы входных состояний. Например, измерения в работе [9] σ_t для (n, n) реакций на тяжелых ядрах при энергиях $E_n = 0-600$ кэВ обнаруживают закономерности, которые не удается пока понять в рамках гипотезы входных состояний. Так отмечено, что промежуточная структура наиболее четко проявляется: 1) у ядер с предельной деформацией G_d^{160} , Pt^{190} ; 2) у одноизотопных ядер Rh^{103} , U^{239} , Au^{197} ; 3) у ядер с большими силовыми функциями Zr^{90} , Zn^{64} , Cu^{63} .

У легких и околomagических ядер $\Gamma_a^f / \Gamma_a^b \ll 1$. Это указывает на то, что входные состояния здесь являются хорошим приближением для точных промежуточных состояний системы ядро - мишень плюс захваченный нуклон. На этом пути удалось выполнить ряд оболочечных расчетов сечения упругого рассеяния и резонансного радиационного захвата, удовлетворительно согласующихся с экспериментальными данными [10 - 12]. Преимуществом этих расчетов является то, что при вычислениях положения и ширины резонансов используются те же параметры среднего поля и остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия, что и в спектроскопических расчетах низколежащих состояний. В табл.2 приведены результаты расчета нейтронных и ра-

Т а б л и ц а 2

$E\lambda, \text{ Мэв}$	J^{π}	$\Gamma_{\lambda, n}, \text{ кэв}$	$\Gamma_{\lambda, \gamma}, \text{ кэв}$
17,53	1^{-}	234	0,296
20,42	1^{-}	16	0,038
22,51	1^{-}	635	4,796
24,99	1^{-}	964	5,489

диационных шири $\Gamma_p - \Gamma_h$ входных состояний в реакции $O^{15}(n, \gamma)$ [10].

Приведенные в табл.2 результаты и аналогичные расчеты нейтронных шири для $C^{12}(n, n)$ [11], $Pb^{208}(n, n)$ [7, 13] разумно согласуются с экспериментом. Это говорит в пользу того, что здесь для образования долгоживущих состояний нет необходимости в сильном усложнении типа составного ядра и уже учет простейших многочастичных состояний приводит к удовлетворительным значениям времен жизни промежуточных состояний.

Существование резонансов промежуточной структуры не может служить доказательством справедливости гипотезы входных состояний. Как отмечалось в работе [14], те же результаты могут быть следствием флуктуации плотности уровней, шири и т.п. Одна из возможностей однозначной проверки гипотезы входных состояний заключена в изучении тонкой структуры и формы субгигантских резонансов. Если эта гипотеза нарушается, т.е. если есть прямые переходы из входного канала в составное ядро, то субгигантский резонанс должен иметь характерную асимметрию [15]. Однако в реакциях с нейтронами до сих пор этот факт проверить не удается из-за того, что субгигантские резонансы здесь практически всегда перекрываются. Более надежным способом проверки гипотезы входных состояний может оказаться анализ тонкой структуры в области субгигантского резонанса. Нетрудно показать, что при условии справедливости гипотезы входных состояний ширины резонансов тонкой структуры $\Gamma_{\lambda\alpha}$ подчиняются правилу сумм [6]

$$\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda\alpha} = \Gamma_{\alpha}^f \quad (6)$$

Правило сумм легко проверяется в протонных реакциях с возбуждением изобар-аналоговых состояний [16]. В реакциях с нейтро-

нами найден пока единственный надежный случай ($\rho b^{208}(n, n)$) в области субгигантского резонанса $E_\alpha = 500$ кэв, $f_\alpha = 58$ кэв), где уравнение (6) выполняется. В этом случае субгигантский резонанс удается воспроизвести в $\rho b^{208}(n, n)$ как в коллективной модели (частично-вибрационный ($4^+, g_{g/2}$) резонанс [17]), так и в оболочечной модели, где он интерпретируется как возбуждение трехквартичного состояния в ρb^{208} с частицей-дыркой в протонной оболочке [6]. В ρb^{207} этот резонанс может распадаться в состояния типа $5q\rho$, лежащие в области входного $E_\alpha = 500$ кэв состояния. Это и обусловит тонкую структуру, которая модулируется входным резонансом [18].

С анализом тонкой структуры связана еще одна возможность проверки гипотезы входных состояний. Если она верна, то резонансы тонкой структуры есть следствие распада входного состояния в составное ядро и не зависят от входного канала, т.е. в этом случае тонкая структура должна слабо чувствовать кинематику входного канала, например изменение угла рассеяния.

Радиационный захват нейтронов. Как уже отмечалось, у ядер с атомным весом $A \sim 60$, $A \sim 115$ для объяснения хода s -волновой силовой функции необходимо допустить возможность возбуждения вблизи энергии отделения многочастичных состояний типа входного, т.е. во взаимодействии нейтронов низких энергий с ядрами в этой области ($A \sim 60$, $A \sim 115$) должна наблюдаться тенденция к ослаблению одночастичного механизма. Характерным примером этого служат реакции радиационного захвата тепловых нейтронов изотопами Fe и Ni [19, 20]. Дело в том, что обычно имеющая место в легких и средних ядрах корреляция между приведенными нейтронными ширинами нижележащих уровней и интенсивностью заселения этих уровней в тепловом (n, γ) захвате нарушается в области $A \sim 60$. Это указывает на отклонение от прямого, одночастичного механизма захвата. Такое нарушение корреляции, как и особенности в поведении силовой функции, удается объяснить, если допустить возбуждение вблизи энергии отделения входного состояния. Например, численные расчеты [21] показывают, что при заселении нижних уровней в реакции $Fe^{56}(n, \gamma) Fe^{57}$ существенный вклад дает захватное состояние

$$\psi_\alpha(1/2^+) = \alpha \left[f_{7/2}^{-2}(2) P_{3/2}^2(0) d_{5/2} \right]_{1/2} + \beta \left[f_{7/2}^{-2}(2) P_{3/2}^2(0) d_{3/2} \right]_{1/2}.$$

Таблица 3

$E_f, \text{МэВ}$	J_f^{π}	$(2J_f+1)S$	$\Gamma_{\gamma, \text{эд. эб}}$	N_{γ}
-	$1/2^-$	0,152	22,7	23,0
0,014	$3/2^-$	2,200	13,4	23,0
0,366	$3/2^-$	0,990	4,2	5,6
1,264	$1/2^-$	0,680	-	0,7
1,625	$3/2^-$	0,082	7,0	9,1
1,723	$1/2^-$	0,195	7,0	8,9

В табл.3 приведены результаты расчета интенсивностей E1-переходов на низлежащие уровни f_7^{57} в тепловом захвате с учетом $\psi_{\alpha}(1/2^+)$ состояния [21], и значения спектроскопических факторов соответствующих уровней из (α, p) реакции и экспериментальные значения N_{γ} - числа излученных γ -квантов на 100 захваченных нейтронов.

Отсутствие корреляции между (n, γ) и (α, p) реакциями (в указанном выше смысле) отмечено также на изотопах Zn, Ge, Se [22]. Имеются аргументы в пользу того, что здесь отклонения (n, γ) от механизма прямого захвата можно объяснить возбуждением входных состояний типа фонон-частица [23]. Не ясна ситуация в области $A \sim 115$, где также должны быть особенности в механизме теплового захвата, на что указывает поведение силовой функции.

Интересная особенность в тепловом захвате нейтронов связана с существованием гигантского M1-резонанса [24]. В ядрах, у которых вблизи границы Ферми лежат состояния с большим орбитальным моментом l , возможны интенсивные M1-переходы из захватного состояния, идущие между компонентами спинового дублета $l-1/2 \rightarrow l+1/2$. Эти переходы на два порядка превосходят одночастичные оценки и могут быть интерпретированы как частный случай возбуждения входных состояний. Такой M1-резонанс при $E_{\gamma} = 5+6$ Мэв хорошо наблюдается в области $A \sim 200$ [24] и обусловлен здесь $i_{11/2} \rightarrow i_{13/2}$ переходами в нейтронной и $h_{9/2} \rightarrow h_{11/2}$ переходами в протонной оболочке.

Ширина резонансов входных состояний составляет десятки килоэлектронвольт, поэтому ядра, у которых существенен вклад входного состояния при тепловом захвате, должны проявлять те же осо-

бенности (например, корреляция с (α, ρ) реакцией) и при резонансном захвате. Как правило, экспериментально это не подтверждается [25]. Причиной этого может быть то, что вероятность образования входного состояния в резонансе больше чем в тепловом захвате и поэтому следует учитывать относительный вклад прямого механизма и механизма захвата через входное состояние.

Между оптической моделью и моделью промежуточной структуры имеется далеко идущая аналогия. В оптической модели гигантские резонансы являются следствием возбуждения одночастичных состояний, аналогично в модели промежуточной структуры предполагается, что субгигантские резонансы — это результат возбуждения простейших многочастичных состояний типа входных. Существование оптического резонанса говорит о том, что хотя из-за сильного нуклон-нуклонного взаимодействия одночастичные резонансы и расщепляются на большое число резонансов составного ядра, однако нуклон-нуклонное взаимодействие не настолько сильное, чтобы перемешать компаунд-резонансы, принадлежащие различным одночастичным состояниям. Аналогично этому из существования субгигантских резонансов следует, что нуклон-нуклонное взаимодействие еще более слабое, поскольку оно не перемешивает резонансы составного ядра, группирующиеся около некоторых простейших состояний типа входного.

В заключение отметим, что в настоящее время есть лишь два надежных случая, которые можно интерпретировать как возбуждение входных состояний: 1) гигантский дипольный резонанс (когерентное возбуждение состояний частица — дырка); 2) изобар-аналоговые резонансы (когерентное возбуждение состояний протон — нейтронная дырка с нулевым моментом). В других случаях результаты экспериментов не допускают однозначного толкования с точки зрения механизма входных состояний.

Л и т е р а т у р а

1. Влек В., Фейнберг Е. — *Ann. Phys.*, 1963, 24, 47.
2. Егизова Т. — *Ann. Phys.*, 1963, 23, 390.
3. Фейнберг Е., Кегман А., Лешнер В. — *Ann. Phys.*, 1967, 41, 230.
4. Вейкорт В. — *Phys. Today*, 1961, 14, 18.
5. Фейнберг Е.Л. Труды пробл. симпоз. по физ. ядра. Тбилиси, 1967.

6. Коломиец В.М. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1970, 34, 2183
7. Рауние G.L. - Phys. Rev., 1958, 172, 127.
8. Елгуи А.И., et al. Proc. Intern. Conf. Study Nucl. Structure with Neutrons, Antwerp, 1965.
9. Сетх К. - Phys. Lett., 1965, 16, 306.
10. Коломиец В.М. - ЯФ, 1969, 9, 63.
11. Ловас I. - Nucl. Phys., 1966, 81, 353.
12. Лешмер R., Шакин С. - Ann. Phys., 1964, 27, 13.
13. Шакин С. - Ann. Phys., 1963, 22, 373.
14. Singh P. et al. - Phys. Lett., 1966, 23, 255.
15. Tachelie Франсэ - Ann. Phys., 1969, 52, 16.
16. Коломиец В.М., Цехмистренко Ю.В. - УФН, 1969, 14, 597.
17. Вегев W.P., Диведеев М. - Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 596.
18. Fargelli J.A. et al. - Phys. Lett., 1965, 17, 286.
19. Икегами Н., Емегу G. - Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 26.
20. Грошев Л.В., Демидов А.М. - ЯФ, 1966, 4, 785.
21. Коломиец В.М., Цехмистренко Ю.В. - Изв. АН СССР, сер. физ. 1968, 32, 2094.
22. Барчук И.Ф. и др. - ЯФ, 1970, II, 934.
23. Мурвин А.В., Коломиец В.М. - Изв. АН СССР, сер. физ. (в печати).
24. Вигк D.M. Intern. Conf. Nucl. Phys. with Reactor Neutrons. ANL-6797, 1963.
25. Вигд J.R. - Nucl. Phys., 1968, 120, 113.

МОДЕЛЬ ВХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ В ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

С.И. Дроздов

(Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова ГК
АЭ СМ СССР)

Представлен обзор феноменологической многочастичной теории ядерных реакций в форме, предложенной Мак-Дональдом. Механизм реакций описывается моделью входных состояний.

The review of the phenomenological manybody theory of nuclear reactions is presented in the form of MacDonald. The mechanism of reactions is described by the model of the doorway states.

Проблема нахождения сечений резонансного рассеяния нуклонов на ядрах в основном сводится к следующим задачам: во-первых, к нахождению состояний составного ядра, образующихся в реакции, и, во-вторых, к изучению механизма реакции. При этом последний характеризуется преобладающими матричными элементами, которые связывают каналы реакции с состояниями составного ядра. Данные о механизме позволяют параметризовать амплитуду рассеяния, т.е. выделять в ней величины, слабо зависящие от энергии, и указать способ их вычисления. Наблюдаемые резонансы при рассеянии нуклонов на ядрах с промежуточной шириной (~ 100 кэВ) и, в частности, аналогичные резонансы обусловлены сравнительно простыми состояниями составного ядра, представляющими собой конфигурации небольшого числа частиц и дырок. Хотя энергия этих состояний лежит в сплошном спектре, для получения их волновых функций оказались эффективными методы задачи многих тел, которые использовались для расчета низлежащих уровней ядер. Существование резонансов промежуточной ширины указывает на возможность объяснения механизма реакции с помощью модели входных состояний, согласно которой входной канал связан с одним или несколькими простыми состояниями составного ядра. Указанный механизм подтверждается в случае аналоговых резонансов, когда входное состояние представляет собой смесь простых конфигураций протонных частиц и нейтронных дырок. В меньшей степени модель входных состояний проверена для объяснения промежуточной структуры ядерных сечений, когда имеется большое число частично-дырочных конфигураций одноименных частиц и промежуточные резонансы перекрываются.

Для описания ядерного рассеяния, обусловленного сильным взаимодействием, следует использовать один из вариантов формализма S -матрицы: уравнение для матрицы реакций T или эрмитова оператора рассеяния K . Представлен обзор работ Мак-Дональда и других [1, 2], в которых вводится эффективное взаимодействие, слабо зависящее от энергии. Общее уравнение T -матрицы

$$T = V + V \frac{1}{E^+ - H_0} T,$$

где $H = H_0 + V$ - гамильтониан системы; V - взаимодействие между частицей и ядром, формально заменяется уравнениями

$$V_e = V + V \frac{1}{E^+ - H_0} P_c V_e ;$$

$$T = V_e + V_e \frac{1}{E^+ - H_0 - P_d V_e P_d} P_d V_e ,$$

где P_c , P_d - операторы проектирования на состояния непрерывного и дискретного одночастичного базиса. Здесь эффективное взаимодействие V_e является плавной функцией энергии E , оно не вычисляется и задается с помощью феноменологических параметров. Тогда плавная и резонансная зависимость амплитуды рассеяния T выражается через эффективное взаимодействие.

Далее рассматривается достаточно общая задача теории ядерных реакций, а именно: модель входных состояний и тонкая структура ядерных резонансов. Состояния составного ядра описываются на основании одночастичной модели с парным взаимодействием. Предполагается, что в разложении волновой функции системы по одночастичному базису можно учитывать не более одного нуклона в непрерывном спектре. Рассматривается рассеяние нуклонов достаточно малой энергии и учитывается лишь один входной канал реакции. В данном случае удобно использовать эрмитов оператор рассеяния, так как в этом случае положение резонансов определяется диагонализацией эрмитовой матрицы, а унитарные преобразования при диагонализации позволяют получить полезные правила сумм. Из общего уравнения K -матрицы

$$K = V + VP \frac{1}{E - H} K ,$$

где P - символ главного значения, вводя эффективное взаимодействие V_e , как показано выше, получаем исходное уравнение

$$K = V_e + V_e P \frac{1}{E - H_s} P_d V_e ,$$

где $H_s = P_d (H + V_e) P_d$; H - гамильтониан системы. В последнем уравнении используется модель входных состояний. Согласно этой модели, постулируется существование входного $|d\rangle$ и других

более сложных состояний составного ядра $|h\rangle$, которые наряду с каналом реакции $|cE\rangle$, дают следующие матричные элементы H_s и V_e :

$$\langle d|V_e|cE\rangle = (2\pi)^{-1/2} \Gamma_d^{1/2}(E); \quad \langle h|V_e|cE\rangle = 0;$$

$$\langle d|V_e|h\rangle = M_{dh}; \quad \langle d|H_s|d\rangle = \epsilon_d; \quad \langle h|H_s|h\rangle = \epsilon_h \delta_{hh}.$$

Тогда резонансная часть К-матрицы имеет вид

$$K_{cc}^{hs} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_d(E)}{E - \epsilon_d - \sum_h \frac{(M_{dh})^2}{E - \epsilon_h}}.$$

Если матричные элементы M_{dh} равны 0, то S-матрица имеет полюс при комплексном значении E, согласно условию $E = \epsilon_d - i\Gamma_d(E)/2$, или приближенно при $E = \epsilon_d - i\Gamma_d(\epsilon_d)/2$,

т.е. входное состояние проявляется в виде резонанса с шириной $\Gamma_d(\epsilon_d)$. Учет связи входного состояния с состояниями составного ядра $|h\rangle$ приводит к появлению тонкой структуры входного резонанса, которая связана с собственными состояниями H_s : $H_s \Psi_\lambda = E_\lambda \Psi_\lambda$. Матрица H_s , указанная выше в представлении $|d\rangle, |h\rangle$, диагонализуется, что дает

$$K_{cc}^{hs} = \frac{1}{2\pi} \sum_\lambda \frac{\Gamma_\lambda(E)}{E - E_\lambda},$$

где положение резонансов E_λ определяется секулярным уравнением H_s :

$$E_\lambda - \epsilon_d - \sum_h \frac{|M_{dh}|^2}{E - \epsilon_h} = 0,$$

а парциальные ширины резонансов Γ_λ имеют вид

$$\Gamma_\lambda(E) = \Gamma_d(E) \langle d|\Psi_\lambda\rangle|^2 = \Gamma_d(E) \left[1 + \sum_h \frac{|M_{dh}|^2}{(E - \epsilon_h)^2} \right]^{-1}$$

и, очевидно, удовлетворяют правилу сумм $\sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda} = \Gamma_d$. Для получения замкнутых выражений используется схематическая модель эквидистантных уровней составного ядра ($\epsilon_{h+1} - \epsilon_h = D$), связанных с входным состоянием постоянным матричным элементом $M_{dh} = M$. Тогда положение резонансов и распределение ширины по резонансам приобретают вид

$$E_{\lambda} - \epsilon_d = \frac{\pi M^2}{D} \operatorname{ctg} \frac{\pi E_{\lambda}}{D}; \quad \frac{\Gamma_{\lambda}(E_{\lambda})}{D} = \frac{\Gamma_d \Gamma_s / 2\pi}{(E_{\lambda} - \epsilon_d)^2 + \frac{\Gamma_s D}{2\pi} + \left(\frac{\Gamma_s}{2}\right)^2},$$

где величина $\Gamma_s = 2\pi M^2 / D$ представляет собой релаксационную ширину, связанную с распадом входного состояния на более сложные состояния составного ядра.

На основании полученного выражения К-матрицы рассчитывается сечение упругого рассеяния. Сечение, усредненное по энергии в интервале I , причем $D \ll J \ll \Gamma_d$, имеет резонанс с шириной $\Gamma_d + \Gamma_s + 2J$, где Γ_s не мало по сравнению с Γ_d .

Примером расчета ширины входного состояния является вычисление парциальных ширины распада аналогового состояния в состоянии сплошного спектра в реакции $Pb^{207} + F \rightleftharpoons Bi^{208}$. Оказывается, что экспериментальные данные для положения аналогового резонанса и его ширины можно качественно описать с помощью параметров теории конечных ферми-систем [3].

Л и т е р а т у р а

1. Mac Donald W., Gairdner L. - Phys. Rev., 1965, 138, B582.
2. Mac Donald W., Mekjian A. - Phys. Rev., 1967, 150, 730
3. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Наука, М., 1965.

ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ОДНОЧАСТИЧНОГО СПЕКТРА НА ПОРЕДЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН

А.В.Игнатюк

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

Рассмотрено вычисление средней радиационной ширины высоко-возбужденных ядер на основе сверхтекучего ядра. Учет правил от-

бора для одночастичного оператора γ -переходов оказывает сильное влияние на форму спектра и энергетическую зависимость радиационных ширин.

The calculations of the average radiative width of highly excited nuclei on the bases of superfluid-nucleus model have been discussed. The account of selection rules for singleparticle transition operator strongly influence on the form of spectrum and the energy dependence of the radiative width.

Для вычисления средних радиационных ширин возбужденных ядер обычно используют модель, развитую Вайскопфом [1], согласно которой спектральная плотность γ -переходов мультипольности пропорциональна плотности конечных состояний

$$\Gamma_{\gamma}(\varepsilon_{\gamma}) \sim \varepsilon_{\gamma}^{2l+1} \frac{\rho(E-\varepsilon_{\gamma})}{\rho(E)} \quad (1)$$

Такой подход не учитывает ограничений, накладываемых правилами отбора для данного типа переходов на плотность состояний. Учет последних существенно влияет на форму спектра и энергетическую зависимость полной радиационной ширины.

При статистическом описании среднего по большому числу состояний радиационную ширину возбужденного ядра следует определить на основе микроканонического ансамбля как

$$\langle \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \rangle_i \equiv \rho^{-1}(E, Z, N) \sum_{i,j} \Gamma_{ij} = (2\pi i)^{-3} \rho^{-1}(E, Z, N) \int_{-i\infty}^{i\infty} \int \int \alpha \beta d\alpha d\beta d\alpha_N \times \\ \times \exp \left\{ \beta E - \alpha_Z Z - \alpha_N N \right\} Q(\beta, \alpha_Z, \alpha_N) \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \exp \left\{ \beta(\Omega - E_i) + \alpha_Z Z_i + \alpha_N N_i \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\rho(\varepsilon, Z, N)$ — плотность возбужденных состояний ядра; $Q = \exp\{-\beta\Omega\} = \sum \exp\{-\beta E_i + \alpha_Z Z_i + \alpha_N N_i\}$ — статистическая сумма большого канонического ансамбля. В выражении (2) интегралы имеют смысл δ^3 — функций, осуществляющих отбор состояний с заданной энергией Γ числом частиц из набора всевозможных состояний, а сумма под интегралом является радиационной шириной, усредненной по большому каноническому ансамблю. Поскольку последняя оказывается достаточно слабой функцией переменных интегрирования, то приближенно интегрирование можно провести методом перевала

$$\langle \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \rangle_i \approx \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \exp \left\{ \tilde{\beta} (\Omega - E_i) + \tilde{d}_z Z_i + \tilde{d}_n N_i \right\}, \quad (3)$$

где $\tilde{\beta}$, \tilde{d}_z и \tilde{d}_n определяют положение экстремальной точки передела и должны быть получены из решения уравнений состояний, возникающих при вычислении плотности уровней ядра [2,3]. Эти параметры определяют температуру $t = \tilde{\beta}^{-1}$ и соответствующие химические потенциалы $\lambda = \tilde{d}_z / \tilde{\beta}$ большого канонического ансамбля.

Используя запись мультипольного оператора перехода $\hat{d}^{(l)}$ в представлении вторичного квантования, можно выражение (3) привести к виду

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_{ij}^{(l)}(\varepsilon_j) \rangle &= \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\varepsilon_j}{\hbar c} \right)^{2l+1} \sum_{i,j} \exp \left\{ \beta(\Omega - E_i) + d_z Z_i + d_n N_i \right\} \langle i | \hat{d}^{(l)} | j \rangle^2 \times \\ &\times \delta(E_i - E_j - \varepsilon_j) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\varepsilon_j}{\hbar c} \right)^{2l+1} \sum_{f_1, f_2, f_3, f_4} q_{f_1 f_2}^{(l)} q_{f_3 f_4}^{(l)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau}{2\pi} e^{i\varepsilon_j \tau} \langle a_{f_1}^+ a_{f_2} a_{f_3}^+ a_{f_4} \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь использована запись одночастичных операторов в представлении Гайзенберга. Определение радиационной ширины в форме (4) не связано с привлечением каких-либо модельных представлений о гамильтониане системы. Оно содержит двухвременную корреляционную функцию, методы вычисления которой рассматриваются в работах [4,5].

Для изучения влияния спектра одночастичных состояний на поведение радиационных ширин можно рассмотреть вычисление (4) для простейших моделей: модели невзаимодействующих частиц и модели сверхтекучего ядра. Для модели невзаимодействующих частиц непосредственное вычисление среднего произведения четырех операторов приведет к

$$\langle \Gamma_{ij}^{(l)} \rangle = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\varepsilon_j}{\hbar c} \right)^{2l+1} \sum_{f,f'} |q_{ff'}^{(l)}|^2 \bar{n}_f (1 - \bar{n}_{f'}) \delta(\varepsilon_j - \varepsilon_{f'} - \varepsilon_j), \quad (5)$$

где ε_f - энергия одночастичных состояний; $\bar{n}_f = \{1 + \exp \beta(\varepsilon_f - \lambda)\}^{-1}$ - средние числа заполнения этих состояний. Таким образом в модели невзаимодействующих частиц вес одночастичных переходов пропорционален числам, статистически усредненным по состояниям возбужденного ядра.

При учете остаточных взаимодействий корреляционного типа [6, 7] для одночастичного оператора мультипольного момента удобно в явном виде провести суммирование по знаку проекции момента количества движения. Проведя вычисление средних в работах [6, 7] на модельном гамильтониане не взаимодействующих квазичастиц получим для электрических переходов

$$\langle f_{\gamma}^{(l)} \rangle = \frac{8\pi^{(l+1)}}{l!(2l+1)!!} \left(\frac{\varepsilon_{\gamma}}{\hbar c} \right)^{2l+1} \sum_{k, k'} (q_{kk'}^2 + \bar{q}_{kk'}^2) \bar{x} \times \left\{ 2(U_k U_{k'} - V_k V_{k'})^2 \bar{n}_k (1 - \bar{n}_{k'}) \delta(E_k - E_{k'} - \varepsilon_{\gamma}) + (U_k V_{k'} + V_k U_{k'})^2 \bar{n}_k \bar{n}_{k'} \delta(E_k + E_{k'} - \varepsilon_{\gamma}) \right\}, \quad (6)$$

где $E_k^2 = (\varepsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2$; $\bar{n}_k = \{1 + \exp \beta \varepsilon_k\}^{-1}$;

$$\left. \begin{array}{l} U_k^2 \\ V_k^2 \end{array} \right\} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \right).$$

Параметры $\beta = t^{-1}$, λ_z , λ_N и корреляционные функции $\Delta_z(\beta)$ и $\Delta_N(\beta)$ должны быть определены из решения соответствующих уравнений модели сверхпроводимости [8, 9].

Полную радиационную ширину при заданной энергии возбуждения ядра U можно записать как

$$\bar{\Gamma}_{\gamma t}^{(U)} = \int_0^U d\varepsilon_{\gamma} \langle f_{\gamma}^{(U)}(\varepsilon_{\gamma}) \rangle. \quad (7)$$

Результаты расчета средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma t}$ дипольных электрических переходов дважды магического ядра ${}^{208}\text{Pb}$ показаны на рис. 1, а для схемы одночастичных уровней потенциала Нильсона и на рис. 1, б - потенциала Вудса - Саксона. Для сравнения показаны также результаты расчета радиационной ширины на основе выражения (1). Полученный с учетом отбора спектр (5) оказывается значительно более жестким, огибающая γ -линий особенно для уровней Вудса - Саксона достаточно близка к экспериментально наблюдаемому спектру γ -лучей теплового захвата нейтронов [10]. Полные ширины γ -переходов (7), полученные в расчетах для захвата теплового нейтрона, равны 1,44 эв для схемы Нильсона и 4,52 эв для уровней Вудса - Саксона, экспериментальное значение $\Gamma_{\gamma t} < 5 \text{ эв}$ [11].

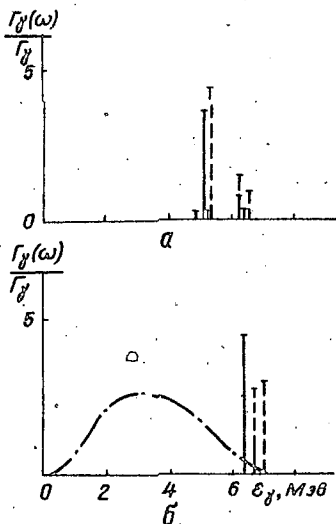


Рис. 1. Результаты расчета спектра первичных γ -лучей распада Pb^{208} при энергии возбуждения E_{γ} равной 7,38 МэВ, для одночастичного спектра потеччиала; а - Нильссона; б - Вудса-Самсона; — протонные γ -линии; --- нейтронные; - - - - спектр (1).

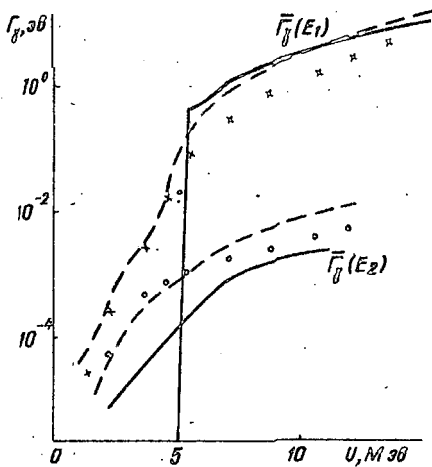


Рис. 2. Зависимость полной радиационной ширины от энергии возбуждения ядра: — — результаты расчетов (5) для Pb^{208} ; - - - - для Hf^{178} ; точками показаны результаты расчетов ширины Hf^{178} при учете парных корреляций.

На рис. 2 изображена полученная зависимость полной радиационной ширины (Γ) от энергии возбуждения ядра. С уменьшением энергии возбуждения полная ширина дипольных переходов быстро падает и при энергии возбуждения $\sim 4 - 5$ МэВ становится близка к ширине квадрупольных. Этот результат целиком обусловлен влиянием соответствующих правил отбора и не учитывается при традиционном статистическом описании радиационных ширины (1).

Л и т е р а т у р а

1. Б л а т т Дж., В а й с к о п ф. Теоретическая ядерная физика. М., 1954.
 2. Б е т е Г. Физика ядра, т.3. Гостехиздат, 1948.
 3. Е г и с с о н Т. - Adv. Phys., 1960, 9, 425.
 4. Б о н ч - Б р у е в и ч В.Л., Т я б л и к о в С.В. Метод функций Грина в статистической физике. М., 1961.
 5. А б р д к о с о в А.А., Г о р ь к о в Л.П., Д з я л о ш и н с к и й И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962.
 6. В а г д и н J., С о о р е г L., S c h l i e f f e r J. - Phys. Rev., 1957, 108, 1175.
 7. Б о г о л ю б о в Н.Н. - УФН, 1959, 67, 549.
 8. И г н а т ю к А.В., Ш у б и н Ю.Н. - ЯФ, 1968, 8, 1135.
 9. И г н а т ю к А.В., С т а в и н с к и й В.С., Ш у б и н Ю.Н. Nucl. Data for Reactors, v.2, Vienna, 1970, p. 885.
 10. Г р о ш е в Л.В. и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Атомиздат, М., 1958.
11. M a s k l i n R.L., et al. - Phys. Rev., 1964, 136, B695.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАСSEЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Г.Довбенко, А.В.Игнатюк

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

Рассмотрено влияние плотности уровней ядра на описание спектров испарения нейтронов из равновесного и предравновесного составного ядра.

The paper discusses the influence of nuclear level density on the results of calculations of the spectra of neutrons evaporated by the compound nucleus.

Традиционное описание процесса распада составного ядра на основе модели испарения Вайскопфа или аналогичных соотношений Хаузера - Фешбаха [1] не может объяснить наблюдаемую жесткую часть спектра испускаемых нейтронов. Несоответствие результатов расчета

с экспериментальными данными имеет место и в поведении высокоэнергетической части функции возбуждения различных парциальных реакций, проходящих через стадию составного ядра. Для описания механизма возникновения высокоэнергетической части спектра Грюффин [2] предположил, что нейтроны могут испаряться не только из термодинамически равновесного составного ядра, но и на любом предшествующем этапе при переходе ядра от входного состояния к равновесному. Если такие переходные состояния классифицировать по числу возбужденных квазичастиц n , то наблюдаемый спектр можно представить в виде двух компонент [2,3]

$$W(\epsilon) = \alpha W_{(\epsilon)}^{(H)} + (1-\alpha) W_{(\epsilon)}^{(C)}, \quad (1)$$

где первая описывает спектр предравновесных нейтронов

$$W_{(\epsilon)}^{(H)} = \frac{(2S+1)m\sigma\bar{\sigma}}{\pi^2\hbar^3} \sum_{n=n_{in}}^{\bar{n}} \frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)}, \quad (2)$$

а вторая - спектр распада равновесного составного ядра

$$W_{(\epsilon)}^{(C)} = \frac{(2S+1)m\sigma\bar{\sigma}}{\pi^2\hbar^3} \sum_{n \geq 3} \frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} \cdot \frac{\rho_{n+2}(E) + \rho_n(E) + \rho_{n-2}(E)}{\rho(E)}. \quad (3)$$

Здесь ϵ - энергия вылетевшего нейтрона; U - энергия возбуждения остаточного ядра; $E = U + B_n + \epsilon$ - энергия возбуждения составного ядра; $\rho_n(U)$ - плотность уровней ядра с заданным числом n возбужденных квазичастиц; $n_{in} \geq 3$ - число квазичастиц в исходном и \bar{n} - в равновесном состояниях; $\bar{\sigma}$ - сечение обратной реакции; α - подгоночный коэффициент, определяющий вклад нейтронов предравновесного распада в наблюдаемый спектр.

Используя для описания возбужденных частиц и дырок модель однокомпонентного идеального бoльцмановского газа, плотность уровней ядра можно представить в виде

$$\rho_{p,h}(U) = \frac{g^{p+h} U^{p+h-1}}{\rho! h! (p+h-1)!}, \quad (4)$$

где p и h - число возбужденных частиц и дырок; g - плотность одночастичных состояний. В работах [2-5] показано, что рассматриваемый подход позволяет достаточно хорошо описать наблюдаемые спектры реакций (n, n') и (p, n) . Выражение (4) не учи-

тывает двух важных для ядра эффектов: влияния принципа Паули и наличия парных корреляций нуклонов. Поэтому необходимы более корректные модели для вычисления плотности уровней.

Роль спаривания нуклонов можно учесть достаточно просто, если по-прежнему использовать для описания возбужденных квазичастиц статистику Больцмана, но одночастичный спектр квазичастиц представить в виде $E = \epsilon + \Delta$. Плотность уровней для однокомпонентной системы в этом случае будет иметь вид [6]

$$\rho_n(U) = \begin{cases} \frac{g^n [U - n\Delta]^{n-1}}{\left(\frac{n}{2}!\right)^2 (n-1)!} & \text{для четного } n \quad (5) \\ \frac{g^n [U - (n-1)\Delta]^{n-1}}{\left(\frac{n-1}{2}!\right) \left(\frac{n+1}{2}!\right) (n-1)!} & \text{для нечетного } n. \end{cases}$$

Поскольку ядро является двухкомпонентной системой, то необходимо учесть различие свойств протонных и нейтронных квазичастиц. Для плотности уровней четно-четного ядра получим

$$\rho_n(U) = \sum_{m=0,2,\dots}^n \frac{g_z^m g_N^{n-m} [U - m\Delta_z - (n-m)\Delta_N]^{n-1}}{\left(\frac{m}{2}!\right)^2 \left(\frac{n-m}{2}!\right)^2 (n-1)!} \quad (6)$$

Аналогичное выражение легко записать для нечетного и нечетно-нечетного ядра. При $g_z = g_N = g/2$ и $\Delta_z = \Delta_N = \Delta$ можно преобразовать эти выражения:

$$\rho_n(U) = \begin{cases} \frac{g^n [U - n\Delta]^{n-1} (n-1)!!}{\left(\frac{n}{2}!\right)^2 (n-1)! n!!} & \text{для четно-четного ядра} \\ \frac{g^n [U - (n-1)\Delta]^{n-1} n!!}{\left(\frac{n-1}{2}!\right) \left(\frac{n+1}{2}!\right) (n-1)! (n+1)!!} & \text{для нечетного ядра} \\ \frac{g^n [U - (n-2)\Delta]^{n-1} (n-1)!!}{\left(\frac{n}{2}!\right)^2 (n-1)! (n+2)!!} n & \text{для нечетно-нечетного ядра.} \end{cases} \quad (7)$$

Отличие этих соотношений от аналогичных выражений однокомпонентной системы (6) обусловлено тем, что в выражениях (7) исключена возможность существования в четно-четной системе конфигураций типа протонная частица - нейтронная дырка и т.п.

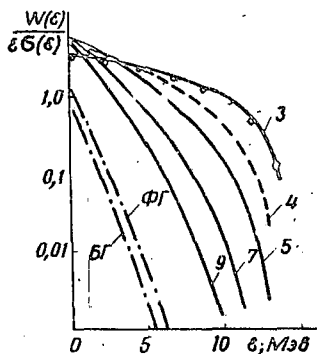


Рис.1. Плотность уровней ядра для модели газа Больцмана без учета БГ и с учетом БГ (Δ) спаривания, для газа Ферми-ФМ и для модели сверхтекучего ядра - БКШ.

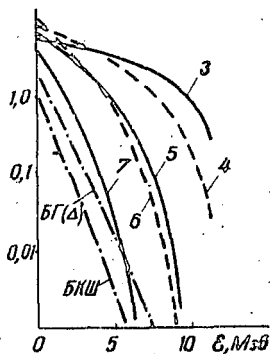


Рис.2. Зависимость плотности уровней от числа возбужденных квазичастиц; $U = 10$ Мэв.

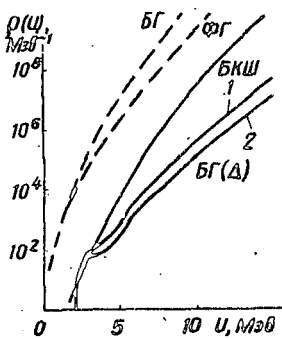


Рис.3. Среднее число возбужденных квазичастиц.

Результаты вычисления полной плотности уровней, просуммированной по всем возможным числам возбужденных квазичастиц, даны для четно-четного ядра на рис.1, как для невзаимодействующих частиц ($\Delta = 0$), так и с учетом спаривания. На рис.2 изображено распределение вклада в полную плотность уровней компонент с соответствующим числом возбужденных квазичастиц, а на рис.3 - зависимость от среднего числа возбужденных квазичастиц в равновесном состоянии от энергии возбуждения. На этих рисунках показано и поведение плотности уровней, вычисленное для невзаимодействующих частиц с учетом принципа Паули. Для полной плотности уровней - это хорошо известное выражение модели Ферми-газа [1], а для определения n -частичных плотностей в этом случае использовано распределение, полученное в работе [2]. Влияние принципа Паули проявляется сильнее для состояний с большим числом квазичастиц, поэтому использование выражения (4) (или (7) при $\Delta = 0$) будет справедливо только для плотности уровней с малым n . То же самое можно сказать и для выражений с учетом спаривания (7). С увеличением

числа возбужденных квазичастиц кроме принципа Паули существенную роль для ядер играет зависимость корреляционной функции Δ от энергии возбуждения. Наиболее корректно учет такой зависимости можно осуществить для модели сверхтекучего ядра (БКМ), в рамках которой вычисление полной плотности уровней подробно рассмотрено в работе [8,9]. То же можно применить и для вычисления плотности уровней с данным числом возбужденных квазичастиц. (Соответствующие результаты показаны на рис. 2.)

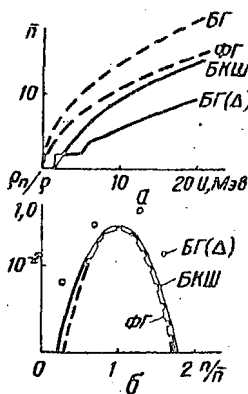


Рис. 4. Спектры предравновесных и равновесных нейтронов для: а) - не взаимодействующих б) - взаимодействующих частиц. Для первого каскада кружками показаны расчеты с учетом принципа Паули. ($B=20$ Мэв, $B_n = 6$ Мэв, $I, g = 10$ Мэв $^{-1}$, $\Delta = 1$ Мэв.)

На рис. 4 приведены результаты вычислений отдельных компонент спектра предравновесных нейтронов (2) и спектра распада равновесного составного ядра (3) как для не взаимодействующих частиц, так и с учетом парных корреляций. Расчеты проведены на основе соотношений (7), которые, как видно из рис. 1, дают две "крайние" модели поведения плотности уровней ядра. Для равновесного спектра и спектра первого каскада показаны также результаты расчетов, проведенных с учетом принципа Паули: модель Ферми-газа на рис. 2, а и модель БКШ на рис. 2, б.

Можно видеть, что при малом числе возбужденных квазичастиц различия в форме спектров предравновесных нейтронов, вычисленных с помощью различных моделей для плотности уровней, выражены существенно слабее, чем различия в энергетической зависимости самой плотности уровней. Это обусловлено тем, что в отношении $\rho_{\bar{n}}(U)/\rho_n(E) \times (U)^{\alpha-1} \times (E)$ различие в поведении бoльшмановских и фермиевских частиц значительно сокращается.

При анализе экспериментальных данных с помощью только равновесного спектра (3) основная трудность состояла в описании высокоэнергетичных нейтронов. Использование выражения (2) с подобранной величиной коэффициента Δ устраняет эту трудность [4], но, как видно из рис. 4, абсолютная величина этого коэффициента

будет существенно зависеть от выражений, используемых для описания плотности уровней. Выбор этих выражений на основе анализа экспериментальных спектров вряд ли возможен, так как значительная неопределенность результатов такого анализа связана с сечением обратного процесса и учетом влияния момента количества движения. Анализ других источников информации о плотности возбужденных состояний ядер указывает на справедливость модели сверхтекучего ядра [8,9], и в этом смысле учет эффектов спаривания нуклонов необходим и при анализе спектров неупругого рассеяния.

Л и т е р а т у р а

1. Ericson T. - Adv. Phys., 1960, 9, 425.
2. Griffin J.J. - Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 478.
3. Blann M. - Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1357.
4. Verbitski V.V., Виггс W.R. - Phys. Rev., 1969, 177, 177.
5. Зелигер Д., Зейдель К. Междунар. семинар по исслед. атом. ядра. Россендсрф, 1971. Тез. докл. ч. I, с. 39.
6. Strutinski V.M. International Conf. Nucl. Phys. Paris, 1958.
7. Bohring M. - Nucl. Phys., 1970, A152, 529.
8. Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н. - ЯФ, 1968, 8, 1135.
9. Игнатюк А.В., Ставинский В.С., Шубин В.С. Nucl. Data for Reactors, vol. 2, Vienna, 1970.

ОРИЕНТИРОВАННЫЕ МИШЕНИ И ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ НЕЙТРОНЫ В НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ

В.П.Алфименков

(Объединенный институт ядерных исследований)

По опубликованным работам рассмотрены выполненные и некоторые возможные эксперименты с использованием поляризованных медленных нейтронов и ориентированных ядерных мишеней. В частности, рассмотрены измерения спиновых компонент сечения взаимодействия медленных нейтронов с ядрами, определение спинов нейтронных резонансов, магнитных и электрических моментов возбужденных состояний ядер.

The experiments which have been performed and some possible experiments using polarized slow neutrons and oriented nuclear

targets are considered on the basis of published papers. In particular, the measurements of spin components of the cross section of the interaction of slow neutrons with nuclei, spin identification of neutron resonances, determination of the magnetic and electric moments of nuclear excited states are treated.

Ориентированные ядерные мишени и поляризованные нейтронные пучки отличаются от обычных только определенной спиновой упорядоченностью, поэтому они используются лишь в тех случаях, когда исследуются либо спиновые особенности взаимодействия нейтронов с ядрами, либо зависящие от спина характеристики ядер. Поскольку спин является одной из основных характеристик нейтрона и ядер необходимость таких исследований в обоснованиях не нуждается.

Исследования спиновых особенностей взаимодействия и связанных со спином характеристик ядер являются существенной частью нейтронной спектроскопии. Однако основная накопленная здесь информация получена косвенными методами. Прямой метод, состоящий в исследовании взаимодействия поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами, начал применяться сравнительно недавно и до сих пор широко не распространен. Это обусловлено серьезными методическими трудностями как в получении поляризованных пучков нейтронов нужных энергий, так и в получении ориентированных ядерных мишеней. Исследования с использованием поляризованных нейтронных пучков и поляризованных мишеней начаты в середине 50-х годов в США, сначала в Окридже, а затем в Военно-морской исследовательской лаборатории и в Брукхейвене. Все эти 3 группы работали, а последняя работает и сейчас, с поляризованными нейтронными лучками, полученными с использованием спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с ферромагнетиками [1]. Этот метод является сравнительно несложным и весьма эффективным, однако не позволяет подняться по энергии нейтронов выше 10 - 20 эв. Другим методом получения поляризованных пучков нейтронов является использование нейтронов из ядерных реакций с заряженными частицами [2]. Последний метод, наоборот, не позволяет спуститься по энергии нейтронов ниже 10^5 эв. Та-

ким образом, интересная с точки зрения нейтронной спектроскопии область энергий $10 - 10^5$ эв в экспериментах с поляризованными нейтронами не перекрыта. Этот пробел удалось ликвидировать с созданием в Дубне в 1964 г. нейтронного поляризатора, основанного на использовании поляризованной протонной мишени [3]. А вот вопрос о получении ориентированных ядерных мишеней еще не решен. Почти все пригодные для нейтронных экспериментов ориентированные мишени созданы с использованием атомных полей на ядрах, что сильно ограничивает экспериментальные возможности. Однако создание сверхнизкотемпературных криостатов с растворением He^3 в He^4 [4] и прогресс в области создания сверхпроводящих магнитов на поля 10^5 и выше позволяют надеяться на практическое освоение в недалеком будущем метода "грубой силы", который значительно расширит экспериментальные возможности и в получении поляризованных мишеней. Таким образом, можно ожидать в будущем значительного развития нейтронно-физических работ с использованием пучков поляризованных медленных нейтронов и ориентированных ядерных мишеней.

Обзор выполненных и некоторых возможных экспериментов с использованием ориентированных мишеней и поляризованных медленных нейтронов

Напомним определения некоторых величин, используемых при описании систем частиц со спинами. Всякая частица со спином I характеризуется еще магнитным квантовым числом m , являющимся проекцией I на ось квантования и принимающим $2J + 1$ значений. Это квантовое число несет всю возможную информацию о пространственной ориентации спинов. Очевидно, что в ориентационном отношении система частиц со спином I полностью описывается заданием вероятностей $W(m)$ любых $2J$ из возможных значений m . Практически удобнее пользоваться эквивалентным набором $2J$ параметров f_m , сконструированным из $2J$ первых моментов системы спинов таким образом, что $f_m = 0$ и $f_m = 1$ для полностью неупорядоченной и полностью упорядоченной систем спинов, соответственно. В нашем рассмотрении понадобятся лишь 3 первых из этих параметров:

$$f_1 = \frac{m}{J} \quad - \text{поляризация};$$

$$f_2 = \frac{3}{J(2J-1)} \left[\langle m^2 \rangle - \frac{J(J+1)}{2} \right] - \text{выстроенность};$$

$$f_3 = \frac{6}{J(J-1)(2J-1)} \left\{ \langle m^3 \rangle - \frac{1}{5} [3J(J+1)-1] \langle m \rangle \right\}.$$

Ориентация спинов нейтронного пучка относительно некоторого направления полностью описывается поляризацией

$$f_1^{(n)} = W_+ - W_-,$$

где W_+ , W_- - вероятности параллельной и антипараллельной, относительно заданного направления, ориентаций спинов нейтронов в пучке.

1. Пропускание медленных нейтронов через ориентированные мишени

Поскольку эксперименты с использованием поляризованных пучков и ориентированных мишеней методически сложны из-за неочечности пучка и мишени, то большинство уже выполненных экспериментов такого типа, да и большинство реально осуществимых, являются простейшими во всех остальных отношениях экспериментами по исследованию пропускания, т.е. по определению полных сечений. Для удобства изложения выпишем некоторые относящиеся к этому вопросу формулы.

В случае s -нейтронов ($l=0$) сечение для поляризации в пучке $f_1^{(n)}$ и поляризации в мишени $f_1^{(m)}$ можно записать как

$$\sigma = \sigma_0 + (\vec{n} \cdot \vec{N}) f_1^{(n)} f_1^{(m)} \sigma_{\text{poe}}, \quad (1)$$

где σ_0 - сечение без поляризаций; \vec{n} , \vec{N} - единичные векторы в направлениях поляризаций пучка и мишени; σ_{poe} - величина, зависящая от того, идет ли процесс в одно или в оба возможных конечных состояния. Если спин ядра-мишени J , а спин конечного состояния J' , то в первом случае

$$\sigma_{\text{poe}} = \rho \sigma_0, \quad (2)$$

где $\rho=1$ для $J=I-1/2$ и $\rho = \frac{I}{I+1}$ для $J=I-1/2$; во втором случае

$$\sigma_{\text{poe}} = \frac{I}{2I+1} (\sigma_+ - \sigma_-), \quad (3)$$

где σ_{\pm} сечения в спиновых каналах с $J=I \pm 1/2$.

Для сечения, усредненного по области содержащей значительное

количество резонансов с разными спинами, σ_{poe} должно быть усреднено. Такое усредненное $\langle \sigma_{poe} \rangle$ можно представить в виде

$$\langle \sigma_{poe} \rangle = \frac{I}{2I+1} \cdot \frac{B}{\sqrt{E}} (S_0^+ - S_0^-) + (\sigma_{poe})_{pot}; \quad (4)$$

где B - константа; S_0^\pm - силовые функции ядра для $J=I \pm 1/2$; $(\sigma_{poe})_{pot}$ - поляризационное потенциальное сечение; E - энергия.

Случай p -нейтронов ($l=1$) значительно сложнее. Здесь сечение можно записать в виде [5]

$$\sigma = \sigma_0 [1 + \phi_1 f_1 f_1^{(n)} f_1^{(n)} + \phi_2 f_2 f_1^{(n)} f_1^{(n)} + \phi_3 f_3 f_2^{(n)} f_2^{(n)} + \phi_4 f_4 f_1^{(n)} f_3^{(n)}], \quad (5)$$

где ϕ_i - угловые функции (функции $\vec{n}, \vec{N}, \vec{n}; \vec{n}$ - единичный вектор в направлении пучка); f_i - функции начального и конечного спинов, а также при $J=I \pm 1/2$ функции отношения $\gamma = \frac{a_i}{b_i}$ амплитуд парциальных нейтронных шири, характеризующего относительную вероятность получения заданного конечного состояния через два возможных спиновых канала.

$$f_i = \frac{1}{1+\chi^2} [a_i(I, J) + b_i(I, J)\chi + c(I, J)\chi^2]. \quad (6)$$

Информацию об ориентационно зависящих членах в выражении для сечений экспериментально удобнее всего извлекать из сопоставления пропусканий, полученных в различных ориентационных условиях. Обычно пользуются так называемым "эффектом пропускания"

$$\varepsilon = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (7)$$

где I_1, I_2 - пропускания в ориентационных условиях "1" и "2".

Для s -нейтронов обычно выбирают "1" $\sim (\vec{n} \vec{N}) = 1$, "2" $\sim (\vec{n} \vec{N}) = -1$. При этом ε имеет вид

$$\varepsilon = -f_1^{(n)} \operatorname{th} f_1^{(n)} n \sigma_{poe}, \quad (8)$$

где n - число ядер на единицу площади.

Для полного описания p -резонансов нужно по меньшей мере 2 "эффекта пропускания". Наиболее удобными представляются следующие: $I \rightarrow$ "1" $\sim f_1^{(n)} = 0, f_2^{(n)} \neq 0, \vec{N} \perp \vec{n}$; "2" $\sim f_1^{(n)} = f_2^{(n)} = 0$
и $\vec{n} \rightarrow$ "1" $\sim f_1^{(n)} \neq 0, \vec{N} \perp \vec{n}, \vec{n} \perp \vec{n}, (\vec{n} \vec{N}) = 1$; "2" $\sim f_1^{(n)} \neq 0, \vec{N} \perp \vec{n}, \vec{n} \perp \vec{n}, (\vec{n} \vec{N}) = -1$.

Они записываются следующим образом:

$$\varepsilon_I = -\operatorname{th} f_3 f_2^{(n)} \frac{n \sigma_0}{2},$$

$$\varepsilon_{\bar{n}} = -f_1^{(n)} \operatorname{th} [n\sigma_0 (F_1 f_1^{(n)} - F_2 f_1^{(n)} - F_n f_3^{(n)})]. \quad (9)$$

Теперь рассмотрим эксперименты по пропусканию.

а. Определение спинов нейтронных s -резонансов. Нейтронные резонансы соответствуют возбужденным состояниям ядер, образовавшихся после захвата нейтрона и имеющим определенный спин. Этот спин, принимающий в случае s -нейтронов возможные значения $I \pm 1/2$, и принято называть спином s -резонансов. Измерения "эффекта пропускания" в резонансе при известных $f_1^{(n)}$, $f_1^{(n)}$ и n по формуле (8) позволяют определить $\sigma_{\text{прое}}$. Как следует из формулы (2), уже определения знака $\sigma_{\text{прое}}$ достаточно для определения спина s -резонанса. Именно такого типа работы [6] и составляют большинство работ, выполненных с поляризованными нейтронами и поляризованными мишенями. В них удалось определить спины примерно 60 резонансов в основном для ядер атомов переходных элементов и в области энергий до $\approx 10 \pm 20$ эв. О причинах такой ограниченности и возможностях ее преодоления уже коротко говорилось. Ориентировочные оценки возможностей проведения таких экспериментов на спектрометрах типа реактор ИБР-2 с инжектором [7] показывают, что используя хорошую поляризованную протонную мишень и ядерные мишени с поляризацией $\approx 50\%$ можно расширить энергетический интервал до $\approx 10^3$ эв.

При работе с поляризованными мишенями иногда оказывается неизвестным \bar{n} или знак $f_1^{(n)}$ в формуле (8). Тогда определение знака $\sigma_{\text{прое}}$ оказывается невозможным и в результате экспериментов по определению знаков "эффекта пропускания" в резонансах резонансы можно разбить на 2 группы, соответствующие различным значениям спинов. Однако, как следует из формулы (2), эту неопределенность можно разрешить определением абсолютных величин $\sigma_{\text{прое}}$. Такой эксперимент является значительно более сложным, поскольку требует большей точности. Недавно появилось сообщение об успешном проведении этого эксперимента в Брукхейвене на поляризованной \mathcal{L}_y -мишени [8].

б. Определение спиновых компонент сечения взаимодействия медленных нейтронов с ядрами. В областях энергий вдали от резонансов сечение взаимодействия нейтронов с ядрами содержит обе спиновые компоненты. Измерения с поляризованными нейтронами и поляризованными мишенями дают возможность получить ценную информацию и в этом случае. Как видно из формулы (3), измерение σ_{poc} позволяет получить определенное соотношение между двумя спиновыми компонентами сечения. В комбинации с результатами измерений на простых пучках и мишенях, дающими независимое соотношение между σ_+ и σ_- , поляризационные измерения позволяют определить σ_+ и σ_- . Измерения такого типа выполнены для реакций $\text{He}^3(n, p) \text{H}^3$ [9], $\text{Li}^6(n, d) \text{H}^3$ [10] и для n - d рассеяния [11]. Было показано, что реакция $\text{He}^3(n, p) \text{H}^3$ идет полностью через канал со спином 0, а в n - d рассеянии является истинным набор длин рассеяния, в котором $a_4 > a_2$.

в. Измерения "эффекта пропускания" в области усредненных сечений. Для спинов индивидуальных s -резонансов не находят пока лучшего применения, чем считать с их помощью силовые функции S_0^+ и S_0^- , поэтому было бы целесообразно сразу получать информацию об этих силовых функциях. Как видно из формулы (4), такая возможность имеется, если измерять эффект пропускания, усредненный по достаточно широкому энергетическому интервалу в области энергий перекрывающихся резонансов. Значение $(\sigma_{\text{poc}})_{\text{pot}}$ может быть получено экстраполяцией из измерений между резонансами в области малых энергий, поскольку есть основания считать, что σ_{pot} от энергии зависит слабо. Подобного типа эксперименты, насколько нам известно, еще не проводились, хотя их осуществимость не вызывает сомнений.

г. Магнитные и электрические моменты возбужденных состояний ядер. Как показано в работе [12], различие между дипольными магнитными и квадрупольными электрическими моментами ядер в основном состоянии и в состояниях, образующихся при захвате s -нейтронов, могут экспериментально наблюдаться в измерениях пропускания с поляризованными нейтронами и поляризованными мишенями. Эти различия приводят к сдвигам резонансов, если их наблюдать на ядрах, помещенных соответственно в сильные магнитные или сильно неоднородные электрические поля. В благоприятных условиях эти

сдвиги имеют порядок энергии взаимодействия разницы моментов с соответствующим полем. Возникающие сдвиги очень малы и при современном уровне экспериментальной техники могут быть обнаружены лишь в экстремально больших внутренних полях, имеющихся на ядрах в некоторых веществах. Для разницы в моментах в 1 ядерный магнетон и 10^{-24} см² в известных сейчас максимальных внутренних полях сдвиги эти имеют порядок 10^{-4} и 10^{-5} от ширины резонансов соответственно для магнитного и электрического случаев. Имеется одна работа [13], в которой таким методом измерен магнитный момент одного из возбужденных состояний ядра ^{137}La . Подобные работы начаты в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Поскольку ядер с такими большими полями немного, больших перспектив здесь сейчас нет. Остается надеяться на будущее усовершенствование экспериментальной техники.

д. Исследования ρ -резонансов. Полный эксперимент здесь должен ответить на следующие вопросы:

1. Является ли данный резонанс ρ -резонансом?

2. Каков его спин J ?

3. Если $J = I \pm 1/2$, то каково $\chi = \frac{\delta}{\delta \pm}$?

В предположении, что $\chi = 1$ (сейчас об этом ничего не известно) ответ на первые 2 вопроса дает измерение ϵ_I из формулы (9). Действительно, отличие ϵ_I от нуля является необходимым и достаточным условием ρ -резонанса, а из величины ϵ_I может быть получено $f_3(I, J)$ и значение J . Если не предполагать $\chi = 1$, то измерения только ϵ не дают однозначного ответа ни на один вопрос. Здесь нужно наряду с ϵ_I измерить и ϵ_{II} . Их сопоставление позволит найти ответ на все 3 вопроса. Эксперименты такого типа, даже в предположении $\chi = 1$, не проводились.

2. Некоторые другие эксперименты с поляризованными нейтронами и ориентированными мишенями.

а. Определение спинов s -резонансов по деполаризации нейтронов при рассеянии. Трудности в получении поляризованных мишеней применительно к задаче об определении спинов s -резонансов можно обойти исследованием деполаризации пучка поляризованных нейтронов при резонансном рассеянии на неполяризованных ядрах.

Если $(f_1^{(m)})_n$ и $(f_1^{(m)})_p$ - поляризации до и после рассеяния, то имеет место соотношение [14].

$$(f_1^n)_p = B_{\pm} (f_1^n)_n,$$

где B_{\pm} - деполаризующий фактор, различный для резонансов со спином $J = I \pm 1/2$. Это различие максимально для $I = 1/2$ ($B_+ = 0,66$; $B_- = 0$) и уменьшается с увеличением I до нуля при очень больших спинах ($I = \infty \rightarrow B_+ = B_- = 0,33$).

Эксперименты такого типа сложны в связи с малой светосилой (должен исследоваться рассеянный пучок, ослабленный малостью нейтронной ширины). Несмотря на это такие эксперименты готовятся на линейном ускорителе в Окридже.

б. Исследования γ -лучей после захвата медленных нейтронов ориентированными ядрами. Угловое распределение γ -лучей из выстроенных ядер однозначно связано с мультипольностью соответствующих γ -переходов. Если известен спин распадного состояния, то измерения угловых распределений в этом случае позволяют получить спин конечного состояния. Именно в этом состоит суть γ - γ корреляционных измерений, где определенная выстроенность распадающихся ядер обеспечивается регистрацией одного из квантов каскада. Подобная ситуация реализуется и при распаде выстроенных ядер после захвата нейтронов. Здесь выстроенность является остаточной и может быть вычислена. Таким образом, из наблюдаемых углового распределения γ -излучения, возникающего при переходах выстроенных ядер после захвата нейтронов, если известен спин распадающегося состояния, можно получать спины состояний, в которые идет распад. Такие эксперименты выполнены пока только на двух ядрах: Na^{143} и Na^{145} [15]. Получены спины нескольких возбужденных состояний ядра Na^{144} .

Л и т е р а т у р а

1. А б о в Ю.Г. и др. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
2. Н а е б е р л у W. Report from Int'l Conf. in Fast Neutron Physics. Rice University, 1963.
3. И г о г н и с е с с и P., et al. - Phys. Lett., 1964, 12, 334.
4. Н е г а н о в Б.С. и др. - ЖЭТФ, 1966, 50, вып.6, 1445.
5. Е ф и м о в В.Н. Препринт ОИЯИ Р-1368, 1963.

6. D a b b s J.W.T. et al. - Phys. Rev., 1954, 95, 105; Phys. Rev., 1955, 98, 1512. S t o l o v u A. - Phys. Rev., 1960, 118, 211; Bull. Am. Phys. Soc., 1963, II 8, 70; Bull. Am. Phys. Soc., 1964, II 9, 461; Bull. Am. Phys. Soc., 1965, II, 10, 17; Phys. Rev., 1967, 124, B68. S a i l o r V.L. et al. - Phys. Rev., 1962, 126, 779; Phys. Rev., 1962, 128, 1287; Bull. Am. Phys. Soc., 1962, II 7, 305; Phys. Rev., 1964, 135, A 1767; Phys. Rev., 1965, 137, B1484; Phys. Rev., 1965, 138, B1361, Nucl. Phys. 1967, A 91, 644. P o s t m a H. et al. - Physica, 1964, 30, 713. A л ф и м е н к о в В.П. и др. - ЯФ, 3, 1966, 55.
7. A н а н б е в В.Д. и др. Препринт ОИЯИ ПЗ-4392, 1969.
8. B r u n h a r t G. et al. Preprint BNL 15392, 1970.
9. P a s s e l L., et al. - Phys. Rev., 1966, 150, 146.
10. M a r s h a k H. - Bull. Am. Phys. Soc., 1962, II 7, 305, к 15.
11. A л ф и м е н к о в V.P. et al. - Phys. Lett., 1967, B24, 156. И в а н е н к о А.И. и др. Препринт ОИЯИ ПЗ-4185, 1968.
12. S h a r i f o F.L. Proc. Int'l Conf. on Polarized Targets and Ion Sources, Saclay, 1966.
13. B e c k u r t s K.H. et al. Preprint BNL 13969, 1969.
14. T a r a n Ю.В. и др. - ЖЭТФ, 1963, 44, 2185.
15. P o s t m a H. et al. - Physica, 1967, 34, 541; Physica, 1968, 38, 48.

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ НЕЙТРОНОМ И ЭЛЕКТРОНОМ НА ИМПУЛЬСНОМ БЫСТРОМ РЕАКТОРЕ ОИЯИ

Ю.А.Александров, А.М.Балагуров, Л.И.Василенко,
Т.А.Мачехина, Г.С.Самосват

(Объединенный институт ядерных исследований)

Методом времени пролета измерялись интенсивности брэгговских отражений от монокристаллов вольфрама, обогащенного изотопом ¹⁸⁶W. Изотопические составы образцов таковы, что их полные когерентные амплитуды рассеяния разных знаков.

Получена информация о константе взаимодействия между нейтроном и электроном. Рассмотрены перспективы дальнейших исследований в этом направлении.

The intensities of Bragg reflections from single crystals of tungsten enriched in the ¹⁸⁶W isotope were measured by the time-of-flight method. The isotopic composition of the samples were such that their total coherent scattering amplitudes were of different signs. The information on the constants of neutron-electron interaction was obtained. The perspectives of future research on this line are considered.

Взаимодействие (ne) между нейтроном и электроном описывается в нейтронной физике постоянным эквивалентным потенциалом V_0 , связанным с амплитудой ne -рассеяния a_{ne} :

$$a_{ne} = \frac{2}{3} \cdot \frac{MR^3}{\hbar^2} V_0, \quad (1)$$

где $R = \frac{e^2}{mc^2}$ - классический радиус электрона; M - масса нейтрона.

Эквивалентный потенциал V_0 можно выразить через средне-квадратичный электрический радиус нейтрона $\langle r_e^2 \rangle^{1/2}$ и его аномальный магнитный момент μ_0 :

$$V_0 = 3e \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 \left[\frac{e}{6} \langle r_e^2 \rangle + \frac{\hbar^2}{4M^2 c^2} \mu_0 \right] = V_{0E} + V_{0M}. \quad (2)$$

Вычисления показывают, что $V_{0M} = -4080$ эв. Это соответствует a_{ne} , равному $-1,46 \cdot 10^{-16}$ см. Необходимо определить, чему равен $\langle r_e^2 \rangle$ нейтрона? Хотя этот вопрос поставлен более 20 лет назад, определенного ответа на него нет. Если бы нейтрон имел $\langle r_e^2 \rangle$ такой же, как у протона, то V_{0E} был бы ~ 16000 эв.

На опыте не наблюдается ничего похожего. Приведем результаты наиболее точных измерений, выполненных разными методами; эв:

Отражение от зеркала

$$O_2 - Bi \quad -3860 \pm 370 \quad [1,2]$$

Полное сечение

$$Bi \quad -4340 \pm 140 \quad [3]$$

Рассеяние на

$$Xe, Kr, A, Ne \quad -3720 \pm 90 \quad [4]$$

Отражение от зеркала

$$Bi, \text{ полное сечение} \\ Bi \quad -4100 \pm 100 \quad [5]$$

Эти измерения имеют точность $\sim 3\%$ и приводят к значениям $\langle r_e^2 \rangle$, отличающимся даже по знаку.

Основной недостаток большинства методов - очень малая величина ($< 1\%$) наблюдаемого эффекта по сравнению с сильным нейтронно-ядерным взаимодействием.

В работе [6] отмечено, что вследствие интерференции потенциального и резонансного рассеяния изотоп ^{18}W должен иметь в тепловой области энергий нейтронов очень малую амплитуду ядер-

ного рассеяния, и предложено применить этот изотоп для определения α_{ne} посредством изучения дифракции нейтронов на смеси, обогащенной этим изотопом. Аномально малое значение амплитуды рассеяния ^{186}W подтверждено экспериментально в работе [7].

Для проведения измерений ne -рассеяния из монокристалла вольфрама, содержащего 90,7% ^{186}W * изготовлен шарик диаметром 0,52 см. Амплитуда когерентного рассеяния смеси изотопов вольфрама, из которой изготовлен шарик, измерена методом фильтров Кристиансена [8]:

$b_{1, \text{коз}} = (-0,0466 + 0,0006) 10^{-12}$ см при $\lambda' = 15 \text{ \AA}$ и $f' = 1$, (3)
где f - формфактор электронной оболочки атома вольфрама. Второй монокристаллический шарик вольфрама изготовлен из другой смеси, когерентная амплитуда которой

$$b_{2, \text{коз}} = C b_{1, \text{коз}} + (1 - C) b_{\text{ест}}, \quad (4)$$

где C - концентрация вещества первого шарика в новой смеси; $b_{\text{ест}}$ - амплитуда когерентного рассеяния естественной смеси изотопов вольфрама; C было взято таким, что $b_{2, \text{коз}} > 0$ ($C = 0,86$).

Методом времени пролета на реакторе ИБР ОИЯИ для обоих шариков определены интенсивности пяти отражений: (110), (220), (330), (440), (550). Отношение интенсивностей от первого шарика N_1 и от второго N_2 для отражения hkl выражается формулой

$$\left(\frac{N_1}{N_2} \right)_{(hkl)} = C_1 \frac{b_{1, \text{коз}}^2}{b_{2, \text{коз}}^2} \cdot \frac{A_1}{A_2}, \quad (5)$$

где C_1 - постоянная для всех отражений константа; A_1 и A_2 - факторы поглощения первого и второго шариков, определяемые расчетно.

Для $b_{1, \text{коз}}$ и $b_{2, \text{коз}}$ можно получить [7]:

$$b_{1, \text{коз}} = R - \frac{\alpha \Gamma_n}{2K_0 E_0} \left(1 + \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2} \right) + \alpha_{ne} Z f = a_1 + \alpha_{ne} Z f; \quad (6)$$

$$b_{2, \text{коз}} = C(a_1 + \alpha_{ne} Z f) + (1 - C) \left\{ b_{\text{ест}} + \frac{\beta \Gamma_n \lambda_0^2}{2K_0 E_0} \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda'^2} \right) - \alpha_{ne} Z (f' - f) \right\}, \quad (7)$$

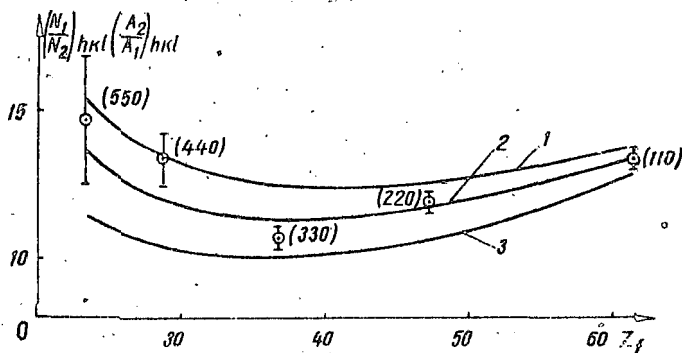
*/ Состав смеси: 90,7% ^{186}W ; 5% ^{184}W ; 1,9% ^{183}W ; 2,4% ^{182}W .

где R — учитывает потенциальное рассеяние; α и β — концентрации ^{186}W в обогащенной и естественной смесях изотопов; Γ_n , K_0 , E_0 — параметры I резонанса ^{186}W ; $\delta_{\text{всм}} = +(0,477 \pm 0,005) \cdot 10^{-12}$ см, измеренная при условиях $\lambda' = 15 \text{ \AA}$ и $f' = 1 [9]$.

Для получения значения α_{ne} отношения интенсивностей (5) обработаны по методу наименьших квадратов. При этом дополнительно использовано значение $\delta_{\pi, \text{ког}}$, измеренное при условиях (3). В результате получено $\alpha_{ne} = (-1,32 \pm 0,11) \cdot 10^{-16}$ см, что соответствует $\gamma_0 = (-3700 \pm 300)$ эв. Приведенная статистическая ошибка достигнута за 500 час измерений. На рисунке изображена зависимость результатов измерений N_1/N_2 , умноженных на отношение факторов поглощения.

Кривые — расчетные при фиксированном C и значениях α_{ne} , см:

- 1 — $\alpha_{ne} = -1,10 \cdot 10^{-16}$;
- 2 — $\alpha_{ne} = -1,32 \cdot 10^{-16}$;
- 3 — $\alpha_{ne} = -1,60 \cdot 10^{-16}$.



Более эффективными могут быть измерения на стационарном реакторе с применением кристаллического монохроматора. Помимо большей интенсивности нейтронного потока преимуществами таких измерений являются постоянство амплитуды ядерного рассеяния для всех отражений (hkl) и очень слабая зависимость от (hkl) фактора поглощения. Как показывают расчеты, статистической точности $\sim 1\%$ в α_{ne} можно достигнуть приблизительно за 500 час измерений на реакторе мощностью 10 Мвт.

Л и т е р а т у р а

1. Narveøy I., Hughes D., Goldberg M. - Phys. Rev., 1952, 87, 220.
2. Hughes D., et al. - Phys. Rev., 1953, 90, 497.
3. Melkonian E., Rustad B., Навеня В. - Phys. Rev., 1959, 114, 1571.
4. Krohn V., Ringo G. - Phys. Rev., 1966, 148, 1303.
5. Koester L. Private communication. Munich, 1969.
6. Александров Ю.А. Препринт ОИЯИ 3-3442, Дубна, 1967.
7. Александров Ю.А. и др. - ЯФ, 1969, 10, 328.
8. Александров Ю.А., Koester L., Samsovat G.S. Communication IINR E3-5371, 1970.
9. Koester L., Ungerer H. - Z. Physik, 1959, 219, 300.

ИЗВЛЕЧЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКТОРА

В.В.Голиков, В.И.Лущиков, Ф.Л.Шапиро

(Объединенный институт ядерных исследований)

Приводятся расчеты выхода ультрахолодных нейтронов из различных конверторов в зависимости от температуры конвертора и начального спектра нейтронов. Результаты расчетов сравниваются с экспериментами, выполненными на импульсном реакторе ИБР-30. Дано описание канала для исследований с ультрахолодными нейтронами на реакторе ИБР-30.

The calculations of the yield of ultracold neutrons from different converters according to the temperature of the converter and the initial neutron spectrum are presented. The results of the calculations are compared with the experiments performed at the IBR-30 pulsed reactor. The channel for the ultracold neutron investigations at the IBR-30 reactor is described.

В работах [1,2] ультрахолодные нейтроны (УХН) т.е. нейтроны с энергией $K \sim 10^{-7}$ эв, извлекались из тонкой пластинки-конвертора, где они образовывались при облучении конвертора потоком тепловых нейтронов. Как известно, увеличение выхода медленных нейтронов из реактора может быть получено за счет

охлаждения замедлителя. При работе с УХН, которые выходят из тонкого поверхностного слоя замедлителя толщиной порядка длины свободного пробега УХН (< 5 мм), достаточно эффективным может быть охлаждение лишь этого поверхностного слоя или конвертора, а не всего замедлителя в целом.

Нами рассчитаны выходы УХН из различных конверторов, имеющих температуру T_k и облучаемых изотропным потоком тепловых нейтронов с максвелловским спектром с температурой T_H . Частичная экспериментальная проверка проведенных расчетов выполнена на канале УХН, установленном на импульсном реакторе ИБР-30.

Теория. Полное число УХН в интервале энергий от E_1 до $E_2 \ll T_H$, выходящих из 1 см^2 конвертора, определяется следующим выражением:

$$\Phi_{\text{УХН}} = \frac{1}{4} \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{\sigma_t(E)} \int_0^\infty \Phi(E') \sigma(E' \rightarrow E) dE', \quad (1)$$

где $\Phi(E') = \frac{\Phi_T}{T_H^2} E' e^{-E'/T_H}$ — спектр тепловых нейтронов; Φ_T — их интегральный поток; $\sigma(E' \rightarrow E) dE$ — сечение неупругого рассеяния нейтрона с энергией E' в интервале энергий $E, E+dE$; $\sigma_t(E)$ — полное сечение взаимодействия УХН с веществом конвертора. Множитель $1/4$ в выражении (1) возникает при интегрировании выхода УХН по углам; при этом для краткости мы не учитываем отражения УХН от границы раздела конвертор-вакуум.

Поскольку в силу закона $1/v$ сечения захвата σ_c и нагрева $\sigma_H = \int \sigma_c(E \rightarrow E') dE'$ очень велики для УХН, сечением упругого рассеяния УХН можно пренебречь. Тогда, применяя к σ_H соотношения детального равновесия, получаем^х

$$\sigma_t(E) = \left[\sigma_c(E_0) E_0^{1/2} \right] E^{1/2} + E^{-1/2} \int_0^\infty \left[\sigma(E' \rightarrow E) E'^{-1/2} \right] E' e^{-\frac{E'-E}{T_k}} dE'. \quad (2)$$

Комбинируя формулы (1) и (2), полагая $E/T_k \ll 1$ и используя для сечения неупругого рассеяния однофононное некогерентное приближение [3], имеем

^{х/} В формуле (2) величины в квадратных скобках не зависят от E .

$$\Phi_{УХН} = \frac{\Phi_T (E_2^2 - E_1^2)}{8T_H^2} \cdot \frac{\int_0^\infty E'^{1/2} g(E') e^{-\frac{E'}{T_H}} \frac{dE'}{1 - e^{-E'/T_k}}}{\frac{\sigma_S(E_0) E_0^{1/2}}{\sigma_S} A + \int_0^\infty E'^{1/2} g(E') e^{-E'/T_k} \frac{dE'}{1 - e^{-E'/T_k}}}, \quad (3)$$

где $g(E')$ — спектр нормальных колебаний конвертора; σ_S — полное сечение рассеяния для связанного ядра конвертора; A — массовое число конвертора.

При выводе выражения (3) фактор Дебая-Валлера полагался равным 1. При отсутствии захвата и равенства температур нейтронного газа и конвертора выражение (3) дает

$$\Phi_{УХН} = \frac{1}{8} \Phi_T \frac{E_2^2 - E_1^2}{T_H^2}, \quad (4)$$

что соответствует площади участка УХН в спектре тепловых нейтронов.

Результаты расчетов для некоторых материалов конверторов приведены в табл. I-3 и на рис. I. За единицу принят выход УХН из полиэтилена при $T_k = T_H = 300^\circ\text{K}$. Спектры частот взяты из работ [4-8]. О степени точности расчетов можно в некоторой мере судить по рис. 2, на котором изображены рассчитанные и экспериментальные [3, 9] значения сечений нагрева $\sigma_H E^{1/2}$.

Расчеты показали, что учет многофононного рассеяния в рассмотренных случаях меняет выход УХН не более, чем на 15%. Некоторые сомнения может вызвать правомерность использования некогерентного приближения для таких когерентных рассеивателей, как *Al, Mg, Be*. Однако, как отмечено в работе [3], поправка на интерференционные эффекты для такого интегрального параметра, как полное сечение неупругого рассеяния, для подавляющего большинства веществ не превышает 20%.

Как видно из рис. I, для полиэтилена, гидрида циркония и *Be* выход УХН при фиксированной температуре нейтронного спектра заметно возрастает при охлаждении конвертора. Это явление объясняется тем, что при уменьшении T_k сечение нагрева УХН (второе слагаемое в знаменателе выражения (3)) уменьшается гораздо быстрее, чем сечение охлаждения тепловых нейтронов (числитель выра-

жения (3)). Выход УХН из Al и Mg , наоборот, слабо зависит от температуры конвертора; это связано с относительно малой величиной сечения нагрева нейтронов по сравнению с сечением захвата для этих веществ.

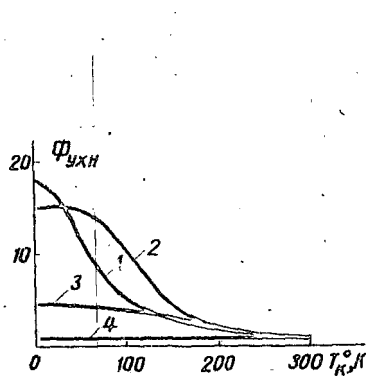


Рис. 1. Зависимость потока УХН от температуры конвертора при температуре нейтронного спектра $T_H = 300^\circ K$: 1 - полиэтилен; 2 - бериллий; 3 - гидрид циркония; 4 - магний.

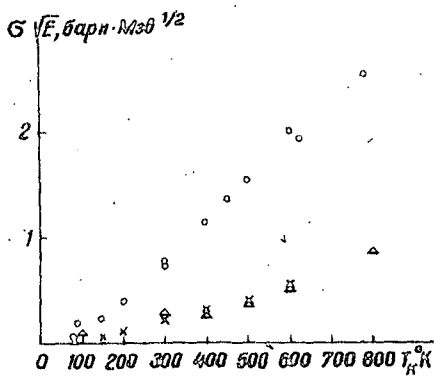


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные значения сечений нагрева $\sigma_n E^{1/2}$ для медленных нейтронов ($E < 1$ Мэв):

- а) магний: \circ - эксперимент; \circ - расчет;
 б) алюминий: Δ - эксперимент; x - расчет.

При фиксированной температуре конвертора выход УХН довольно слабо зависит от температуры нейтронов: при уменьшении T_H сечение охлаждения нейтронов также уменьшается (из-за сокращения используемой доли частотного спектра) и это в значительной мере компенсирует фактор T_H^{-2} в формуле (3). В отличие от охлаждения конвертора, охлаждение замедлителя при постоянной мощности реактора приводит к уменьшению теплового потока Φ_T : а) из-за конструктивных факторов и б) в замедлителях с диффузионной длиной, малой по сравнению с длиной замедления и размерами замедлителя, при охлаждении остается постоянной плотность нейтронов, поток же уменьшается как $T_H^{1/2}$. Таким образом, в источни-

как УХН можно ограничиваться охлаждением одного лишь конвертора.

Эксперимент. Схема использованного канала УХН приведена на рис.3. Так же, как и в работах [1,2], канал изготовлен из элект-

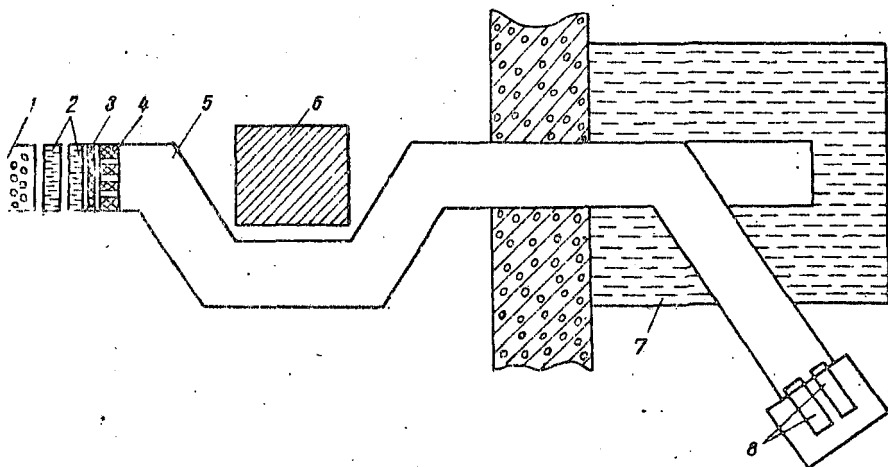


Рис.3. Схема канала УХН на импульсном реакторе ИБР-30:
 1 - активная зона реактора; 2 - водяной замедлитель;
 3 - конвертор; 4 - дополнительный замедлитель; 5 -
 медный нейтроновод; 6,7 - защита и ловушка прямого
 пучка; 8 - детекторы УХН.

- рополированных медных труб, диаметр которых доведен до 200 мм. Длина канала приблизительно равна 13,5 м. Низкая средняя мощность реактора давала возможность установить охлаждаемый жидким азотом полиэтиленовый конвертор и работать с ним в течение полного реакторного цикла (~ 1 месяц) без существенного радиационного повреждения конвертора. В качестве детектора УХН использовался спинталляционный счетчик на основе $LiOH \cdot H_2O + ZnS(Ag)$ площадью $= 25 \text{ см}^2$ [1]. Для измерения фона детектор перекрывался медной фольгой толщиной $\approx 10 \text{ мк}$. С полиэтиленовым конвертором при $T_k = 300^\circ\text{K}$ скорость счета УХН при мощности реактора 8 кВт ($\Phi_T = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$) составляла $0,11 \pm 0,015 \text{ сек}^{-1}$. Элементарная теория диффузии при параметрах диффузии, пересчитанных из данных работы [2], ослабляет поток УХН использован-

ным нейтроноводом в 3 раза; измерения показали, что эффективность детектора $LiOH \cdot H_2O + ZnS(Ag)$ — порядка 0,3. С учетом этого, ожидаемая скорость счета УХН в пределах точности проведенных оценок ($\sim 50\%$) согласуется с измеренной. При исправлении результатов [2] на эффективность детектора, которая ошибочно полагалась равной 1, выход УХН из алюминиевого конвертора также в пределах 50% согласуется с теоретическим ожидаемым.

В геометрии рис.3 поток тепловых нейтронов на конверторе может быть значительно увеличен постановкой внутри нейтроновода дополнительного замедлителя. УХН из конвертора выводится через сквозные отверстия, сделанные в дополнительном замедлителе и выстланные медной электрополированной фольгой.

Результаты измерений величины теплового потока Φ_T в зависимости от размеров и материала дополнительных замедлителей, установленных на расстоянии 10 мм от конвертора, полученные акте-вационным методом:

Дополнительный замедлитель	Φ_T
Сплошной полиэтилен толщиной 45 мм	4,8
Сплошной полиэтилен толщиной 100 мм	8,1
Полиэтилен толщиной 100 мм с суммарной площадью отверстий 20%	7,2
Полиэтилен толщиной 100 мм с суммарной площадью отверстий 40%	4,9
Сплошной бериллий толщиной 160 мм	5,5
Дополнительный замедлитель отсутствует	1

Исходя из этих результатов, на канале УХН проведены измерения выхода УХН при установке внутри канала дополнительного полиэтиленового замедлителя толщиной 100 мм, в котором имелось 23 отверстия диаметром 20 мм. Использование этого замедлителя дало примерно 2,5-кратное увеличение выхода УХН при суммарной площади отверстий $\sim 23\%$ от площади сечения канала.

Охлаждение полиэтиленового конвертора от комнатной температуры ($T = 300^\circ K$) до $T_k = 130^\circ K$ и $T_k = 90^\circ K$ приводило к увеличению потока УХН соответственно в $2,2 \pm 0,2$ и $4 \pm 0,2$ раза, что несколько меньше расчетных величин (3 и 5,5 раз соответственно).

Т а б л и ц а 1
Выход УХН из полиэтилена

$T_H, ^\circ K$	$T_K, ^\circ K$						
	4	20	40	80	150	220	300
20	6,7	7,2	7,8	5,6	2,8	2,2	1,7
40	13,9	13,9	12,8	7,8	3,9	2,8	2,0
70	20,0	19,4	16,7	9,4	4,4	2,8	2,0
100	22,2	21,7	17,8	9,4	3,9	2,8	1,6
150	21,6	21,1	17,2	8,9	3,3	2,2	1,5
200	20,5	20,0	16,1	7,8	3,3	1,6	1,1
250	18,9	18,3	15,0	7,2	2,8	1,6	1,1
300	17,8	17,2	13,9	6,6	2,8	1,6	1,0

Т а б л и ц а 2
Выход УХН из Ве

$T_H, ^\circ K$	$T_K, ^\circ K$						
	4	20	40	80	150	220	300
20	0,30	0,30	0,40	0,50	0,28	0,17	0,11
40	0,80	0,80	0,90	0,90	0,40	0,20	0,17
70	2,20	2,20	2,20	2,10	0,90	0,40	0,20
100	5,00	5,00	5,00	4,20	1,60	0,70	0,40
150	10,0	10,0	9,40	8,30	3,00	1,30	0,70
200	13,3	13,3	13,3	11,1	3,90	1,70	0,90
250	15,0	15,0	14,4	12,0	4,40	1,80	1,00
300	15,0	15,0	15,0	12,5	4,40	1,80	1,00

Т а б л и ц а 3
Выход УХН из А1

$T_H, ^\circ K$	$T_K, ^\circ K$								
	4	20	40	80	150	220	300	400	500
20	0,02	0,02	0,02	0,03	0,05	0,07	0,08	0,10	0,12
40	0,05	0,05	0,06	0,07	0,09	0,11	0,14	0,16	0,18
70	0,11	0,11	0,11	0,12	0,15	0,18	0,22	0,25	0,28
100	0,14	0,14	0,14	0,15	0,18	0,21	0,25	0,29	0,32
150	0,14	0,14	0,14	0,15	0,18	0,20	0,23	-	-
200	0,12	0,12	0,13	0,13	0,15	0,17	0,20	0,24	0,27
250	0,11	0,11	0,11	0,11	0,13	0,14	0,16	-	-
300	0,09	0,09	0,09	0,09	0,11	0,12	0,14	0,17	0,18

Температура теплового спектра принималась равной 300°К. Однако, учитывая приближенный характер расчетов, такое расхождение с экспериментом мы считаем вполне возможным.

Измеренный выход УХН из полиэтиленового конвертора при комнатной температуре оказался в $10,4 \pm 1,6$ раз больше, чем из алюминия (расчетное отношение выходов без учета потерь на отражение нейтронов от границы Al - вакуум ~ 7).

В заключение отметим, что, как экспериментально проверено авторами работы [2], охлаждение алюминиевого конвертора до температуры жидкого азота с точностью до 30% не изменило потока УХН.

Л и т е р а т у р а

1. Лушиков В.И. и др. - ЖЭФ, 9, 40, 1969.
2. Грошев Л.В. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5392, Дубна, 1970.
3. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1963.
4. Danueg H.R., et al. - J. Chem. Phys., 1964, 40, 1417.
5. Wunderlich W. - J. Chem. Phys., 1962, 37, 1207.
6. Young J., Коррел J. - Phys. Rev., 1964, 134, A1476.
7. Stedman R., Almqvist L., Nilsson G. - Phys. Rev., 1967, 162, 549.
8. Лифоров В.Г. и др. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna, II, 317, 1965.
9. Юз Д., Шварц Р., Атлас нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1960.

О ПРИМЕНЕНИИ ЖИДКОГО ВОДОРОДА В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.В.Антонов, Во Дак Банг, А.И.Исаков, Ю.А.Меркульев
(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР)

Исследовано взаимодействие между медленными нейтронами и жидким водородом. Обсуждены экспериментальные результаты. Приведены значения констант, которые могут быть полезны при конструировании реакторов и источников холодных нейтронов с жидким водородом в качестве замедлителя.

The interaction between slow neutrons and liquid hydrogen was investigated. The experimental results are discussed. The parameters which may be used in the construction of the reactors and cold neutron sources with liquid hydrogen as moderator are given.

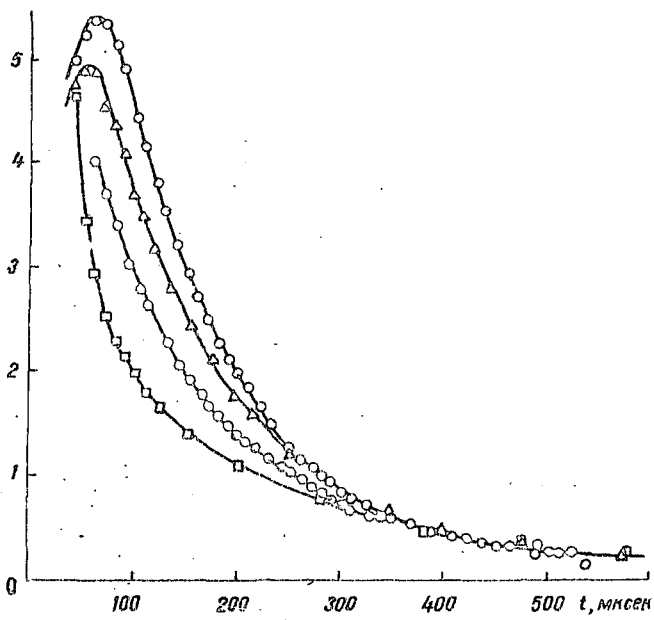


Рис.1. Зависимость интенсивности вытекающих из водородного криостата нейтронов от времени, прошедшего с момента его облучения нейтронным импульсом: \circ - 6% орто; Δ - 12% орто; \circ - 32% орто; \square - 58% орто.

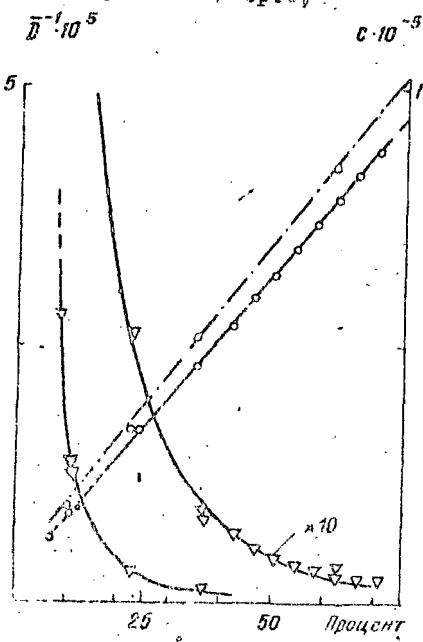


Рис.2. Зависимости коэффициентов диффузии D и диффузионного охлаждения C от концентрации ортофазы в жидком водороде: \circ - экспериментальные значения D ; Δ - C ; незачерненные значки соответствуют температуре водорода $20,4^\circ\text{K}$, зачерненные - 15°K .

Жидкий водород широко применяется при конструировании источников холодных нейтронов. Разработаны системы, позволяющие размещать жидководородные источники нейтронов в каналах стационарных реакторов [1, 2], созданы устройства для импульсных источников нейтронов [3], проектировались и испытывались реакторы, в которых в качестве замедлителя применялся жидкий водород. В данной работе рассматриваются вопросы, связанные с двумя последними задачами.

Известно, что взаимодействие медленных нейтронов с молекулярным водородом существенно зависит от спинового состояния ядер этих молекул. Время термализации и коэффициенты диффузии нейтронов изменяются в десятки раз при изменении концентрации ортофазы в жидком водороде. Равновесной в термодинамическом отношении системой при температуре $20,4^{\circ}\text{K}$ является водород, содержащий практически только парафазу. Если в жидком водороде содержится заметная примесь ортофазы, то в нем протекает процесс конверсии — молекулы переходят из орто- в парасостояние. Спектр нейтронов в равновесном водороде отклоняется от максвелловского, а средняя энергия нейтронов, если ее выразить в температурных единицах, оказывается более высокой, чем температура среды [4, 5]. Это происходит вследствие того, что нейтрон, рассеиваясь на молекуле ортоводорода, может перевести ее в парасостояние и при этом приобрести энергию около $0,015$ эв. При концентрации ортофазы более 20% средняя энергия нейтронов составляет $(33+5)^{\circ}\text{K}$. При понижении температуры водорода до 15°K она практически не изменяется. Уменьшение концентрации ортофазы от 75 до 10% увеличивает лишь время термализации, уменьшает интенсивность холодных нейтронов, но практически не изменяет их среднюю энергию. Таким образом, при использовании сравнительно небольших объемов жидкого водорода для работы с импульсными источниками нейтронов предпочтительным является жидкий водород с большим содержанием ортофазы.

Источник, использующий параводород вплоть до энергии $0,03$ эв замедляет нейтроны так же хорошо, как и ортоводород. В области энергий $0,03 - 0,01$ эв сечение рассеяния нейтронов параводородом падает приблизительно в 20 раз и соответственно увеличивается коэффициент диффузии, что приводит к быстрому вытеканию

из замедлителя значительных количеств нейтронов с энергией ниже 0,015 эв. Если система не очень велика по сравнению с пробегом рассеяния нейтронов (около 15 см), то к моменту завершения термализации в ней остается только малая доля нейтронов. По-видимому, параводород целесообразно использовать как источник нейтронов с энергией 0,010–0,015 эв. Возможно создать источник, обладающий сравнительно короткой длительностью вспышки и значительной интенсивностью. В эксперименте применялся "черный" детектор, расположенный в 3,5 см от излучающей поверхности, поток нейтронов коллимирован. На рис.1 показаны экспериментальные временные зависимости скорости счета нейтронов, вытекающих из облученного импульсом быстрых нейтронов криостата, содержащего примерно 20 л жидкого водорода при концентрациях ортофазы в пределах 60 – 6% и температуре 20,4°К. Кривые получены в неизменной геометрии и отнормированы по монитору. На кривых, соответствующих малой концентрации ортофазы, отчетливо видны максимумы, возникающие вследствие возрастания коэффициента диффузии нейтронов при достижении ими энергии 0,015 эв; на кривых, соответствующих большой концентрации ортофазы, максимума нет.

Для выбора конструкции источника холодных нейтронов и понимания процессов, протекающих в реакторе, использующем в качестве замедлителя жидкий водород, необходимы данные, характеризующие процессы замедления, термализации и диффузии нейтронов в этом замедлителе. В работе [6] приведены теоретические расчеты эффективных сечений, среднего косинуса угла рассеяния и некоторых других параметров для газообразного водорода; в работе [7] описаны измерения полных сечений и спектров нейтронов, излучаемых жидким водородом, в работе [8] исследовался акт рассеяния нейтрона на жидком и твердом водороде. Авторами данного доклада впервые выполнены систематические исследования процесса нестационарной диффузии и термализации нейтронов в жидком водороде при различных концентрациях ортофазы и различных его температурах. Зависимости коэффициента диффузии D и коэффициента диффузионного охлаждения нейтронов C от концентрации ортофазы и температуры водорода показаны на рис.2. Время жизни нейтронов для бесконечного объема жидкого водорода при температуре 20,4°К оказалась равной (320 ± 10) мксек. Из рис.2 видно, что

при уменьшении концентрации ортофазы коэффициенты D и C резко возрастают. Наоборот, изменение температуры от 20,4 до 15°K практически их не изменяет (небольшие изменения происходят лишь из-за возрастания плотности водорода). В равновесной системе из почти чистого параводорода при понижении температуры следует ожидать уменьшения D и C вследствие того, что равновесная скорость нейтронов будет при этом падать.

Приведенные выше данные важны для оценки критических размеров реакторов, использующих жидкий водород в качестве замедлителя, а также необходимы для рационального конструирования импульсных источников холодных нейтронов.

Л и т е р а т у р а

1. Webb F.J. *Reactor science and technology*, **17**, 187-215, 1963.
2. Агегон Р. *Cryogenics*, **9**, 42-50, 1969.
3. McReynolds A.N., Whittemore W.L. *Inel. Scat.*, 1950, *Proc. symposium IAEA, Vienna, 1961*.
4. Антонов А.В. и др. Краткие сообщения по физике, № I, 1970, с.50.
5. Антонов А.В. и др. Краткие сообщения по физике, № 10, 1970.
6. Young, Koppel - *Phys. Rev.*, 1964, **134**, 608A.
7. McReynolds A.N., Whittemore W.L. *Inel. Scat.*, 1962. *Proc. symposium IAEA, Vol. I, Vienna, 1963*.
8. Egelsstaff P.A., Hayward B.C., Webb F.J. *Proc. Phys. Soc.* **90**, p. 681-696, 1967.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ СВИНЦА В РЕЗОНАНСНОЙ
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Г.В.Мурадян, Ю.В.Адамчук, Ю.Г.Щепкин

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
ГК АЭ СМ СССР)

Предложен новый метод измерений абсолютных значений полных нейтронных сечений в области, где отсутствует резонансная структура, основанный на измерении пропускания нейтронов с помощью резонансного захвата. Этим методом, используя реакцию захвата, на резонансах Sb^{123} получены абсолютные значения полного сечения свинца в области энергий до $\sim 0,5$ кэв.

The new method of the absolute value measurements of total cross section in the range where the resonance structure is absent, based on the measurements of neutron transmission by means of resonance capture was suggested. The absolute values of total cross section of lead in the energy range up to $\sim 0,5$ keV using the capture reaction by means of Sb^{123} - resonance were obtained by this method.

Измерение полных сечений H, C и Pb, проведенное с высокой точностью, представляет большой интерес, поскольку эти элементы используются для калибровки сечений других элементов. В настоящей работе рассматривается методика измерения σ_T для элементов, у которых резонансная структура в рассматриваемой области энергии отсутствует. К ним, в частности, относятся указанные стандарты H, C и Pb.

Если число атомов на кв.сантиметр образца известно с достаточной точностью, то ошибка в σ_T связана в основном с неточ-

ным учетом фона и привязки серий измерений "с образцом" и "без образца". Обычно фон измеряется с помощью резонансного фильтра, хотя такой способ измерения фона имеет ряд недостатков.

1. Фон измеряется в отдельных и весьма ограниченных энергетических областях. Нет основания считать, что величина фона между этими областями меняется плавно и одинаково в измерениях "с образцом" и "без образца". Часть фона связана с нейтронами высоких энергий быстрыми нейтронами, для которых сечение σ_T для C и P β имеет резонансную структуру, что может привести к различным значениям (и энергетическому ходу) фона.

2. С увеличением энергии уменьшается количество возможных фильтров и возрастает их требуемая толщина, что еще в большей степени искажает картину фона.

Для избежания всех этих трудностей измерение σ_T в данной работе проведено по следующей схеме. Пропускание образца измерялось с помощью резонансного детектора, в качестве которого использовался детектор, регистрирующий γ -лучи захвата от образца с подходящим расстоянием между уровнями, т.е. когда $\bar{D} \gg \Delta E$, где \bar{D} - расстояние между уровнями и ΔE - разрешение спектрометра.

Особенность такой методики состоит в том, что пропускание измеряется в отдельных точках - в области резонансов. Фон измеряется в существенно более широкой области - между резонансами. Поэтому удается с высокой степенью точности учесть величину фона. Фон вычисляется в непосредственной близости от резонанса в одних и тех же каналах - как для измерения с исследуемым образцом, так и без него. При включении в фон части крыла резонанса получаемое значение полного сечения σ_T не изменится.

Кроме указанной особенности, следует отметить, что сама величина фона в измерениях с резонансным детектором гораздо меньше, чем при обычном способе измерения. Связано это с тем, что для обычного метода эффективность детектора пропорциональна $1/\sqrt{E}$ и отношение эффективностей регистрации полезного нейтрона с энергией $E_{эф}$ и фона от нейтронов с энергией $E_{ф}$ есть $\eta_{од} = \sqrt{E_{ф}/E_{эф}}$, в то время как для резонансного детектора это отношение имеет вид

$$\eta_{рез} = \left(\frac{2604 \cdot 10^6}{E} \cdot \frac{g\Gamma_n}{\Gamma} \cdot \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \right) \cdot \frac{1}{\sigma_{эф}}$$

где $\sigma_{\text{эф}}$ - сечение захвата при энергии фоновых нейтронов. Если для обычного метода при $E_{\text{эф}} = 1000$ эв и $E_{\text{ф}} = 100000$ эв $\eta_{\text{об}} = 10$, то для резонансного (при $\sigma_{\text{эф}} \sim 10^{-1}$ б) $\eta_{\text{рес}} \approx 10^4$. Поскольку резонансный детектор является избирательным, фон нейтронов, близких по энергии к исследуемому, будет $\sim \frac{\Gamma N_{\text{ф}}}{\delta}$, где Γ - ширина уровня и $N_{\text{ф}}$ - число фоновых нейтронов на единичный энергетический (по фону) интервал энергии. В случае обычного метода этот фон составит $\sim N_{\text{ф}}$.

Указанные особенности описанной методики подтвердились на эксперименте. После вычитания естественного фона (не зависящего от работы нейтронного источника) найдена верхняя оценка величины фона, связанного с работой ускорителя. Она составляет $\sim 0,5\%$ от эффекта.

В целях уменьшения ошибок, связанных с калибровкой серий "с образцом" и "без образца", использовалась система вывода (вывода) образца с пучка, осуществлявшая коммутацию импульсов от детектора между анализаторами A_1 и A_2 и импульсов от монитора между пересчетами Π_1 и Π_2 . Время экспозиции составляло 50 сек, время смены образца 11 сек. Во избежание систематических ошибок, связанных с разницей эффективностей трактов A_1 и Π_1 по сравнению с трактами A_2 и Π_2 , образец периодически переставлялся в гнездо, предусмотренное для измерения без образца, так как оба гнезда выполнены одинаково. Поэтому после перестановки тракты $A_1 \Pi_1$ и $A_2 \Pi_2$ меняются ролями. Перестановка образца исключает также возможную асимметрию гнезд и времен экспозиции в положениях "с образцом" и "без образца".

Образцы Pb изготовлены из химически чистого свинца и имели диаметр 70 мм. Содержание примесей не превышало $4 \cdot 10^{-4}\%$, а содержание Sb равно $2 \cdot 10^{-5}\%$. Суммарная толщина образцов составляла 0,045046 ат/барн. Всего проведено 10 серий измерений.

Детектор состоял из двух кристаллов $NaJ(Tl)$ диаметром 200 мм с защитой из V^{10} . В качестве образца служил Sb^{123} .

Измерения проводились на пролетном расстоянии 37 м. Источником служил линейный электронный ускоритель ИАЭ. Результаты измерений приведены в таблице. Ошибки $\Delta\sigma$, связаны с небольшой

суммарной продолжительностью цикла измерений. Их можно уменьшить, увеличивая время измерений. Считая, что сечение в рассматриваемой области энергии является постоянным, можно найти величину среднего сечения, барн:

$$\bar{\sigma}_r = \frac{\sum_{i=1}^{10} \sigma_r^i \frac{1}{(\Delta\sigma_i)^2}}{\sum_{i=1}^{10} \frac{1}{(\Delta\sigma_i)^2}} = 11,12;$$

$$\Delta\bar{\sigma}_r = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} \frac{1}{(\Delta\sigma_i)^2} (\sigma_r - \sigma_r^i)^2}{9 \sum_{i=1}^{10} \frac{1}{(\Delta\sigma_i)^2}}} = 0,03.$$

В работах [1 - 3] получены $\sigma_r = 10,68 \pm 0,03$ барн, $\sigma_r = 11,30 \pm 0,06$ и $11,2 \pm 0,5$ барн. Работа [1] выполнена на тепловом спектре с введением поправок на поглощение и Доплера эффект, [2] - в области энергий $\sim 1,5$ эв.

E_0 , эв	σ_r^i , барн	$\pm \Delta\sigma_i$, барн
21,4	11,11	0,09
50,5	11,02	0,18
76,7	11,12	0,18
104,9	11,08	0,16
191,8	11,55	0,22
219,0	11,06	0,50
241,0	11,47	0,27
300,0	10,86	0,31
324,4	11,28	0,29
395,9	10,28	0,34

В дальнейшем значения полных сечений свинца предполагается уточнить.

Таким образом, методика данной работы позволяет получить значение полных сечений в резонансной области энергий для ядер, у которых отсутствует резонансная структура.

Л и т е р а т у р а

1. N i k l a u s J.P., et al. - Zeitschrift für Physik, 1966, 190, 295.
2. H a u b u r g L.A., W o l l a n E.C. - Nucl. Phys., 1965, 61, 381.
3. W e i s s R.J. Private communication. 1952.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ШИРИН И ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА
НАЛЕТАЮЩЕГО НЕЙТРОНА УРОВНЕЙ $Sb-121$ и $Sb-123$

Ю.В.Адамчук, Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

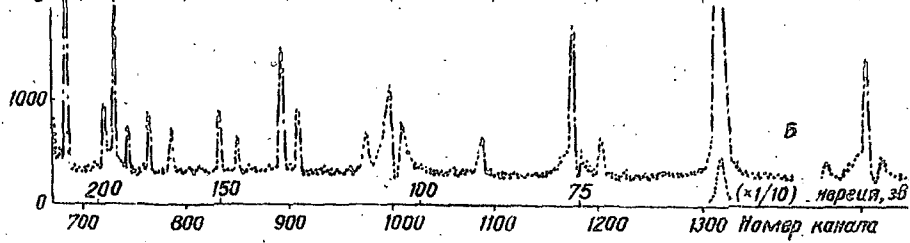
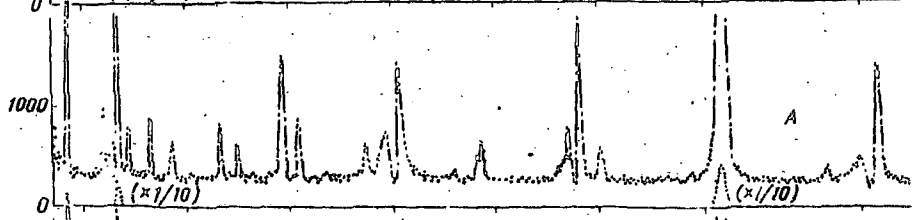
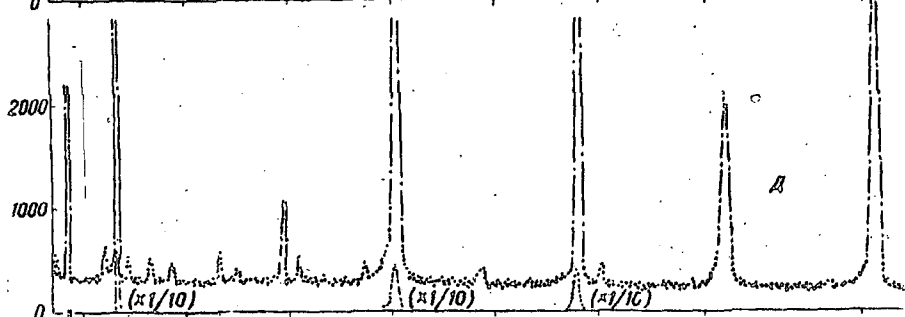
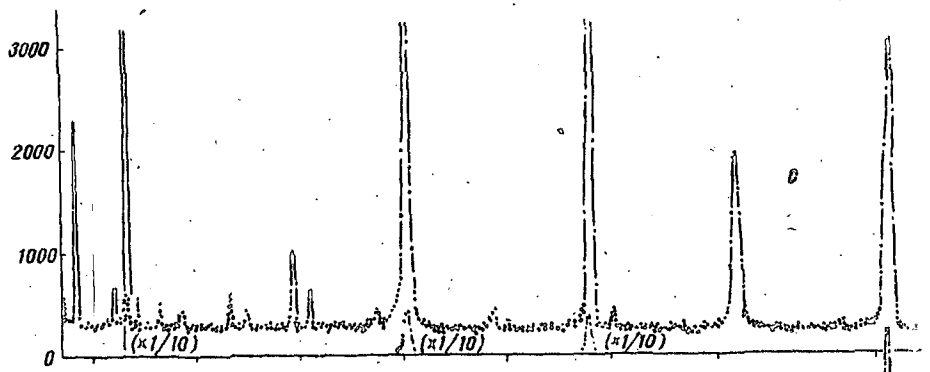
Методом движущегося образца проведена идентификация s- и p-уровней разделенных изотопов сурьмы. Выполнены измерения полных нейтронных сечений, сечений радиационного захвата и самоиндикации в области энергий до $\sim 1,5$ кэВ. Определены параметры резонансных уровней, вычислены значения S_0 и S_1 -силовых функций.

The results of identification of s- and p-levels of separated antimony isotopes were obtained by the moving sample method. The measurements of total neutron cross sections, capture and self-indication in the energy range up to $\sim 1,5$ kev were performed. The level parameters were determined; S_0 - and S_1 -strength function values were calculated.

В работе получены значения нейтронных силовых функций S_0 и S_1 . Для этого проведены измерения по определению орбитального момента взаимодействия налетающего нейтрона с ядром методом движущегося образца, а также измерения полного сечения и сечения захвата нейтронов для определения нейтронных ширин.

Все измерения проводились на 37-метровой пролетной базе [1] линейного электронного ускорителя ИАЭ: средний выход нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{12}$ н/сек, длительность импульса 0,2 мксек. Разрешение спектрометра 12 нсек/м. Детектор спектрометра состоит из двух кристаллов $NaJ(Tl)$ размером 200 x 100 мм, защищенных со стороны образца B^{10} толщиной 4,5 г/см². Измерения идентификации уровней по орбитальному моменту проводились методом движущегося образца [2]. Скорость v равна 140 м/сек. Толщина образцов на пропускании составляла $n_T = 0,0455$ ат/барн (Sb^{121}) и $n_T = 0,0358$ ат/барн (Sb^{123}), в детекторе $n_D = 0,0075$ ат/барн (Sb^{121}) и $n_D = 0,0067$ ат/барн (Sb^{123}) с обогащением $\sim 98,5\%$. Длительность измерений каждого изотопа составляла ~ 300 час.

Результаты измерений снимались в виде зависимости числа отсчетов актов захвата нейтрона в образце детектора после прохождения через движущийся образец на пропускании.



На рисунке (кривые А и Б - соответственно движение образца по и против направления нейтронного пучка) приведен пример измерений Sb^{123} . Когда движущийся образец находился вне пучка нейтронов, проводились измерения сечения захвата (кривые С и Д.) Последние измерения использовались, во-первых, для определения параметров уровней, во-вторых, для приведения серий измерений, соответствующих движению образца по направлению пучка и против него, к одному потоку и, в-третьих, для нахождения величины асимметрии $\Delta A^{теор}$ в предположении s -взаимодействия, которая ожидается в измерениях захвата нейтронов после прохождения через движущийся образец. Значение $\Delta A^{теор}$ вычислялось также из нижней пары кривых (см.рис.): $\Delta A^{теор} = \frac{K}{2} (\Sigma N_i^+ + \Sigma N_i^-)$, где ΣN_i^+ и ΣN_i^- - площадь под резонансами на кривых А и Б. Сравнивая разность площадей $\Delta A^{экс}$ под резонансами на двух нижних кривых с ожидаемой величиной $\Delta A^{теор}$ и нулем, определяется принадлежность уровня к s для p -взаимодействию. Коэффициент асимметрии

$$K = \frac{2(A^{(+)}_{теор} - A^{(-)}_{теор})}{A^{(+)}_{теор} + A^{(-)}_{теор}}$$

$$и \quad \frac{A^{(0)}_{теор}}{A^{(+)}_{теор} + A^{(-)}_{теор}}$$

и отношение

используемые для определения $\Delta A^{теор}$, вычислялись для каждого уровня на ЭВМ. Площади под резонансами $A^{(+)}_{теор}$, $A^{(-)}_{теор}$, $A^{(0)}_{теор}$ ($A^{(0)}_{теор}$ - площадь под резонансом в сечении захвата) вычислялись в интервале $\Delta f = 600$ Г δx (δx - шаг интегрирования), исходя из измеренных значений Γ_n . Значения радиационной ширины и потенциального сечения принимались равными $\Gamma_\gamma = 100$ мэв и $\sigma_p = 4,3$ барн.

Определение нейтронных ширин и изотопная идентификация проведены в работе [3]. В данных измерениях уточнены значения $2g\Gamma_n$, для чего проводились измерения пропускания на том же спектрометре, что и измерения идентификации уровней по ℓ , и с теми же образцами, а также дополнительно исследована область 6 - 240 эв.

Используемый в измерениях идентификации уровней по ℓ детектор имеет приблизительно в 3 - 6 раз меньший фон, чем в работах [1, 3]. Благодаря этому и набору большой статистики в измерениях сечения захвата (кривые С и Д, см.рис.) выявлено примерно 20 уровней у Sb^{121} и Sb^{123} .

На основе проведенных измерений идентификации уровней по γ , изотопной идентификации и нейтронных ширин Γ_n вычислены нейтронные силовые функции S_0 и S_1 :

$$S_0 = \left(0,26 \pm 0,03 \right) 10^{-4} \text{ для } Sb^{127} \text{ и } \left(0,24 \pm 0,05 \right) 10^{-4} \text{ для } Sb^{123},$$

$$S_1 = \left(10,1 \pm 3,7 \right) 10^{-4} \text{ для } Sb^{121} \text{ и } \left(4,0 \pm 2,5 \right) 10^{-4} \text{ для } Sb^{123}.$$

При определении S_1 принимались во внимание не идентифицированные уровни с малыми Γ_n , используя распределение Партера-Томаса. При нахождении ошибок учитывались как статистические, так и возможные ошибки, связанные с идентификацией.

Сопоставление полученных значений S_0 и S_1 с соответствующими величинами, вычисленными по оптической модели, показывает, что экспериментальные значения S_0 удовлетворительно согласуются с расчетами работы [4], в которых поглощение на $\sim 0,5$ ферми вынесено за пределы ядра. По сравнению с расчетами, соответствующими поверхностному поглощению в работе [5], наши данные по S_0 примерно в 6 раз ниже.

Значения S_1 для Sb^{123} в пределах ошибок согласуются с расчетами; соответствующими обоим потенциалам - с вынесенным и поверхностным поглощением [4,5]. Для Sb^{121} экспериментальное значение S_1 в несколько раз выше расчетного.

Определено значение параметра ν распределения Партера-Томаса для системы уровней с $l=0$: $\nu = 1,35 \pm 0,21$ для Sb^{121} ($n=93$) и $\nu = 1,07 \pm 0,29$ для Sb^{123} (n - число уровней, равное 43; $\Delta\nu \approx 2/\sqrt{n}$). Предполагалось, что средние значения $2g\Gamma_n^0$ одинаковы для двух спиновых систем.

Л и т е р а т у р а

1. Мурадуян Н.В. et al. - Nucl. Phys., 1970, А-147, 205.
2. Мурадуян Н.В. - Phys. Lett., 1965, 14, 123.
3. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В., Щепкин Ю.Г. ЯФ, 1968, 8, 852.
4. Engelbrecht C.A., Fiedelsoy H. - Ann. Phys., 1957, 42, 262.
5. Васк В., Рессу Е. - Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 848.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ $Cd-112$

Ю.Г.Щепкин, Г.В.Мурадян, Ю.В.Адамчук
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова
ИКАЭ СМ СССР)

Приведены результаты измерений идентификации s - и p -уровней методом движущегося образца и результаты исследований нейтронных сечений ядра $Cd-112$. Измерения выполнены на линейном электронном ускорителе ИАЭ с разрешением 12 нсек/м (полные нейтронные сечения, радиационный захват и самоиндикация). Определены параметры резонансных уровней в области энергий до 4 кэв, найдены значения S_0 - и S_1 -силовых функций.

The results of identification of s - and p -levels by moving sample method and also the results of neutron cross sections of $112-Cd$ nucleus are presented. The measurements were performed on the linear electron accelerator of the Atomic Energy Institute with the resolution of 12 nsec/m (total neutron cross section, capture and self-indication). The level parameters in the incident-neutron energy range up to 4 keV were determined, S_0 - and S_1 -strength function values were calculated.

В работе исследованы нейтронные резонансы Cd^{112} . Это ядро находится в области атомных весов $A \sim 110$, которая интересна тем, что:

1) экспериментальные значения S_0 -нейтронной силовой функции для многих ядер из этой области расходятся с предсказаниями оптической модели;

2) здесь наблюдается минимум S_0 -и максимум S_1 -силовых функций, в связи с чем при определении S_0 и других средних характеристик нельзя пренебречь вкладом p -уровней. В выделении последних встречаются большие методические трудности;

3) данные по S_1 сравнительно немногочисленны и известны с большими ошибками, что связано с трудностью выделения p -уровней.

Поскольку расстояния между уровнями $Cd^{112} + n$ достаточно большие (~ 100 эв), то резонансы относительно сильные и можно найти радиационные ширины уровней.

Основными экспериментальными задачами данной работы были: выявление уровней Cd^{112} в области энергии нейтронов 5 - 4000 эв, определение нейтронных (Γ_n) и радиационных ширины (Γ_γ) этих уровней и их идентификация по орбитальному моменту налетающего нейтрона. Из этих данных определялись средние характеристики уровней, в том числе S_0 , S_1 , $\bar{\Gamma}_\gamma$.

Идентификация уровней по орбитальному моменту налетающего нейтрона проводилась методом движущегося образца [1, 2]. Для определения других параметров измерялись радиационный захват, полное сечение и самоидентификация. Спектрометрирование нейтронов осуществлялось методом пролета на 37-метровой пролетной базе линейного электронного ускорителя ИАЭ [3].

В измерениях использовались образцы металлического Cd^{112} диаметром 70 мм и обогащением 95,8%. Толщины образцов n_T в измерениях σ_T составляют 0,02611; 0,01881; 0,00482 и 0,00094 ат/барн; в измерениях по идентификации s- и p-уровней n_T равно 0,02611 и 0,01306, а $n_p = 0,00482$ ат/барн.

Для изотопной идентификации уровней измерялся радиационный захват естественной смеси изотопов кадмия.

При определении параметров уровней использовался метод площадей с учетом интерференции резонансного и потенциального рассеяния. Проводилась совместная обработка результатов измерений пропускания, радиационного захвата и самоидентификации [4]. При определении Γ_γ у резонансов с $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ вводилась поправка на регистрацию детектором резонансно-рассеянных нейтронов, для чего измерялось отношение эффективности регистрации акта захвата нейтрона в исследуемом образце (ϵ_γ) к эффективности регистрации резонансно-рассеянных нейтронов (ϵ_n). Для наиболее сильно рассеивающих уровней ($\Gamma_n \sim 20 \Gamma_\gamma$) поправка не превышает $\sim 10\%$. С целью уменьшения многократных процессов при определении Γ_γ использовались измерения захвата с весьма тонким образцом Cd^{112} (0,00094 ат/барн).

Для определения принадлежности уровней к s или p-взаимодействию сравнивались площади под кривыми захвата в случаях, когда образец на пропускании двигался по (N_s^-) и против (N_p^+) направления нейтронного пучка. Точность идентификации ограничена ошибкой σ_g в разности этих площадей. Ошибка σ_g складывается из ошибки

приведения серий измерений N_3^- и N_3^+ к единому мониторинговому времени σ_M^2 ($\sim 1\%$) и статистической ошибки $\sigma_{ст} = \sqrt{N_3^- + N_3^+}$. Последняя менялась в рассматриваемой области энергии в пределах 0,4 - 2%. Исходя из величины σ_3 и экспериментальной и расчетной равности площадей $\Delta N = N^- - N^+$, оценены вероятности φ_3 и φ_p того, что уровень является s или p [3]. Расчеты проводились на ЭВМ.

Используя найденные значения $g\Gamma_n$, φ_3 и φ_p были вычислены S_0 и S_1 - силовые функции, равные соответственно

$$S_0 = \frac{\sum (g\Gamma_n^{(0)} \varphi_3)}{E_{\max}} = (0,72 \pm 0,40) \cdot 10^{-4};$$

$$S_1 = \frac{1}{(2l+1)} \cdot \frac{\sum (g\Gamma_n^{(1)} \varphi_p)}{E_{\max}} = (3,9 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}.$$

Здесь E_{\max} равно 3020 эв, - интервал энергии, в котором определялись S_0 и S_1 . Эффективное число s-и p-уровней в данном интервале составляет $\sum \varphi_s = 18$ и $\sum \varphi_p = 11$, соответственно (всего наблюдалось 29 уровней).

Приведенные ошибки в S_0 и S_1 вычислялись с учетом флуктуации приведенных нейтронных ширин и расстояний между уровнями, исходя из распределения силовых функций и экспериментальных ошибок в $g\Gamma_n$ [6].

Приведенные значения S_0 и S_1 силовых функций $C\alpha^{112}$ в отличие от многих других ядер в области $A \sim 110$ (например, изотопов олова) удовлетворительно согласуются с предсказаниями оптической модели [6 - 8].

Среднее значение радиационной ширины $C\alpha^{112}$ равно

$$\bar{\Gamma}_\gamma \pm \Delta \bar{\Gamma}_\gamma = 87 \pm 7, \text{ Мэв.}$$

Эта величина сравнивалась с результатами расчета Γ_γ по различным полуэмпирическим формулам, основанным на модельных представлениях определения матричного элемента перехода, связанного с изучением мультипольности l . Сравнение расчетных значений с экспериментом показало, что используемые полуэмпирические формулы, описывая в среднем правильный ход $\bar{\Gamma}_\gamma$ от A , еще не достигли требуемой точности расчета Γ_γ для конкретных ядер.

По значениям $\Gamma_{\gamma i}$ для 12 уровней вычислена величина χ (параметр распределения Пертера-Томаса) [9]

$$\nu \approx \Delta \nu = \frac{2 \bar{\Gamma}_y^2}{\bar{\Gamma}_y^2 - \Gamma_y^2} \pm \frac{\Delta \bar{\Gamma}_y}{\bar{\Gamma}_y} \nu \sqrt{\frac{2\nu + 4}{n}} = 125 \pm 50,$$

что в соответствии с теорией соответствует большому числу каналов перехода возбужденного ядра Ca^{113} в основное состояние.

Л и т е р а т у р а

1. Мурадян Г.В. - Phys. Lett., 1965, 14, 23.
2. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В., Москалева С.С. - ПТЭ, 1966, 6, 43.
3. Мурадин Г.В. и др. - Nucl. Phys., 1970, A147, 205.
4. Щепкин Ю.Г. и др. - Сб. докл. Междунар. конф. в Париже по ядерным данным. Доклад CN-23/108. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1967.
5. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В. - Nucl. Phys., 1965, 68, 549.
6. Елагин Ю.П., Лялька В.А., Немировский П.Э. - ЖЭТФ, 1961, 41, 959.
7. Виск В., Рехеу Р. - Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 444.
8. Елагин Ю.П. - ЖЭТФ, 1963, 44, 371.
9. Willetts L. - Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 430.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ Sm^{147} и 149

Э.Н.Каржавина, А.Б.Попов

(Объединенный институт ядерных исследований) .

На нейтронном спектрометре ЛНФ ОИЯИ с разрешением 6 нсек/м проведены измерения пропускания и выхода γ -лучей от захвата нейтронов для образцов самария с различным изотопическим составом. Проведена изотопическая идентификация и определены параметры резонансов Sm^{147} и Sm^{149} в области до 400 и 250 эв соответственно.

Получены значения \bar{D} -средних расстояний между резонансами для Sm^{147} и Sm^{149} [(7,2±0,9) эв; (2,3±0,3) эв] и S_0 -силловые функции [(3,7±0,8) 10⁻⁴ и (5,1±0,9) 10⁻⁴].

The measurements of the transmission and yield of γ -rays from neutron capture for samarium samples with different isotopic composition were carried out on the neutron spectrometer of the Laboratory of Neutron Physics (JINR) with a resolution of 6 nsec/m. The isotopic identification and parametrization of ^{147}Sm and ^{149}Sm resonances were performed in the regions up to 400 eV and 250 eV, respectively.

The values of the average level spacings D for ^{147}Sm and ^{149}Sm [(7,2 \pm 0,9) eV; (2,3 \pm 0,3) eV] and the S_0 -strength functions (3,7 \pm 0,8) 10^{-4} and (5,1 \pm 0,9) 10^{-4} were obtained.

Проведены измерения пропускания и радиационного захвата образцов, обогащенных изотопами Sm^{147} и Sm^{149} с разрешением ~ 6 нсек/м. В измерениях как пропускания, так и радиационного захвата использовался многосекционный жидкостный сцинтилляционный детектор [1].

Для правильного учета фона в измерениях пропускания в лучке постоянно находился фильтр из натрия, который давал значение фона при энергии 2,8 кэВ. Зависимость фона от времени пролета определена из значений отсчетов в "черных" резонансных провалах на спектрах Sm^{147} и Sm^{149} при разных энергиях в области 17-100 эВ и резонансе Na . Кривые пропускания, найденные после учета фонов делением спектра с образцом на спектр без образца, далее приведены к единичному уровню на участках, далеких от резонансов, умножением всего спектра на нормировочную константу. Таким образом, полученные кривые пропускания представляют собой только резонансную часть пропускания.

При обработке кривых выхода γ -лучей от захвата нейтронов вычислены площади резонансных пиков. Зная относительную зависимость потока нейтронов от энергии, можно пронормировать вычисленные площади по резонансам с известными параметрами. Такая нормировка для Sm^{147} проведена по резонансам 27,1; 29,7; 49,3 и для Sm^{149} - по резонансам 17,1 и 23,2 эВ. Это позволило получить значения A_{γ}/I для многих резонансов.

При изотопической идентификации наблюдаемых резонансов использовались кривые радиационного захвата, полученные ранее для четных изотопов Sm [2]. Кроме того, n, γ -кривые для образцов,

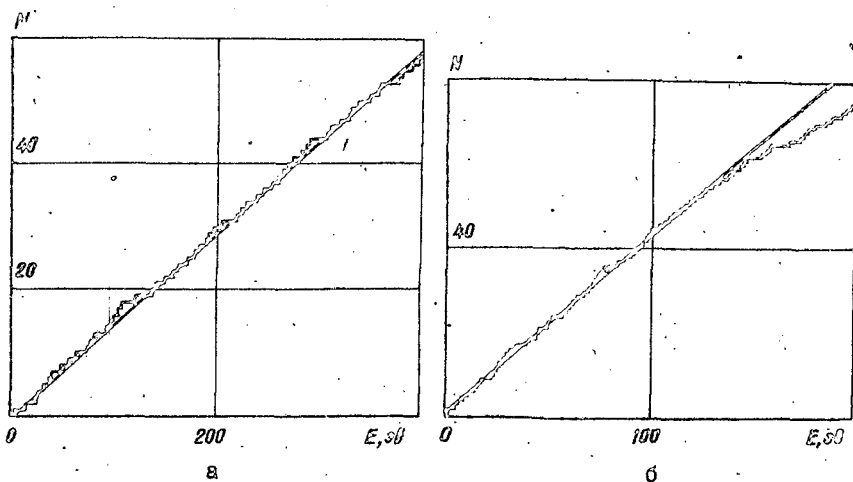


Рис.1. Зависимость числа резонансов от энергии нейтронов:
 а - для Sm^{147} ; б - для Sm^{149} .

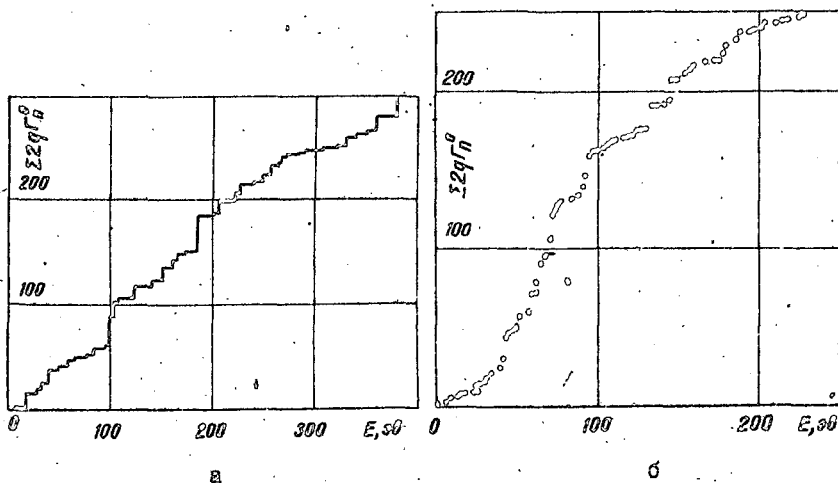


Рис.2. Зависимость суммы приведенных нейтронных ширин от энергии резонансов: а - для Sm^{147} ; б - для Sm^{149} .

обогащенных Sm^{144} и Sm^{148} , также использованы при вычислении $A\sigma_f/\Gamma$ для резонансов Sm^{147} (по кривой для Sm^{144}) и Sm^{149} (по кривой для Sm^{148}). При этом нормировка площадей проведена по указанным выше резонансам Sm^{147} и Sm^{149} . Определение параметров резонансов проводилось методом площадей на ЭВМ БЭСМ-4. Для резонансов Sm^{147} ниже 200 эв мы могли использовать до 4 площадей из разных измерений на один резонанс, однако для большинства резонансов число площадей меньше и для них определены только нейтронные ширины в предположении, что $\Gamma_f = 50$ Мэв. Для Sm^{149} значения нейтронных ширин получены в предположении $\Gamma_f = 60$ Мэв.

Параметры нейтронных резонансов для Sm^{147} получены в области до 400 эв, а для Sm^{149} - в области до 250 эв. Сравнение с известными данными [3] показывает, что для Sm^{147} полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися ниже 100 эв данными. В проводимых измерениях проявилось несколько дополнительных резонансов в этой области. Для Sm^{149} совпадение полученных результатов с известными данными менее удовлетворительное. Мы обнаружили в области ниже 100 эв значительно большее число резонансов, принадлежащих Sm^{149} , чем указано в работе [3]. Кроме того, полученные нами значения Γ_n для некоторых резонансов заметно отличаются от данных работ в атласе [3], где отсутствует очень сильный резонанс Sm^{149} - 44,3 эв.

На рис. 1 показана зависимость числа наблюдаемых резонансов Sm^{147} и Sm^{149} от энергии нейтронов. Для Sm^{149} выше 130 эв имеется заметный пропуск уровней. Определяя среднее расстояние между резонансами по линейным участкам, мы нашли, что $D = (7,2 \pm 0,9)$ эв для Sm^{147} и $D = (2,3 \pm 0,3)$ эв для Sm^{149} . Распределения приведенных нейтронных ширин резонансов Sm^{147} , расположенных в области до 420 эв, и Sm^{149} , расположенных в области до 130 эв, хорошо согласуются с распределением Портера-Томаса, если допустить пропуск 4-5 слабых уровней.

На рис. 2 приведены графики нарастающей суммы $2g\Gamma_n^0$ для Sm^{147} и Sm^{149} . Оценка силовых функций

$$S_0 = \frac{\sum 2g\Gamma_n^0}{2\Delta E}$$

приводит к следующим значениям:

$$S_0 = (3,7 \pm 0,8) 10^{-4} \text{ для } Sm^{147} \text{ по интервалу до 420 эв,}$$

$$S_0 = (7,1 \pm 1,5) 10^{-4} \text{ для } Sm^{149} \text{ по интервалу до 134 эв.}$$

На рис. 2,6 обращает на себя внимание скачкообразное поведение $\sum 2g\Gamma_n^0$ от энергии нейтронов для Sm^{149} . Так, оценка S_0 по области ниже 40 эв дает значение $S_0 = (2,8 \pm 1,0) 10^{-4}$. Такая флуктуация заметна на интервалах, включающих значительное число уровней (18 из 57). Нам получено значение S_0 для Sm^{149} также по всему исследованному интервалу - до 250 эв, при этом $S_0 = (5,1 \pm 0,9) 10^{-4}$.

Вероятность наблюдаемого различия силовых функций у Sm^{149} , оцененных по интервалам 0 - 40 и 40 - 100 эв ($S_0 = 2,8 \pm 1,0$ и $11,7 \pm 3,6$) или по интервалам 0 - 100 и 100 - 250 эв ($S_0 = 8,2 \pm 1,9$ и $3,1 \pm 0,7$), вычисленная методом [4] оказывается меньше 0,2% (S_0 в единицах 10^{-4}). Факт такого нерегулярного поведения силовой функции на соседних интервалах не является единственным. Так, наши оценки по данным работы [5], показали, что аналогичная ситуация наблюдается у Zr^{139} ($S_0 = 0,33 \pm 0,10$ и $2,6 \pm 1,3$) и Pr^{141} ($S_0 = 4,7 \pm 1,9$ и $1,7 \pm 0,3$). Отмеченные здесь флуктуации силовых функций на соседних интервалах, вероятность которых, вычисленная из принятых законов распределения Γ_n^0 и расстояний между резонансами, очень мала, требуют дальнейшего изучения с целью выяснения их природы.

С помощью детектора из четырех кристаллов NaJ начаты измерения силовых резонансов изотопов Sm методом [6]. Получены предварительные данные для Sm^{147} , из которых следует, что к группе с $J = 3$ принадлежат резонансы: 3,40; 27,1; 29,7; 57,9; 83,4; 99,5; 102,6; 123,4 эв, а к группе с $J = 4$ - резонансы: 18,3; 32,1; 39,7; 49,3; 64,9; 76,0; 79,8; 106,8 эв.

Л и т е р а т у р а

1. Малэцкий Х. и др. Докл. на Советско-французском семинаре по ядерным данным. Дубна, 1970.
2. Попов А.Б. Автореф. канд. дисс. Дубна, 1969.
3. BNL-325, Sp.2, v. II C, 1966
4. Х. Малэцкий и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4484, Дубна, 1970.
5. Morgenstern J. et al. = CEAE-R-3509, Saclay, 1968.
6. Сосева С. et al. - Nucl. Phys., 1968 A117, 586.

ПОЛНОЕ НЕЙТРОННОЕ СЕЧЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ

В.Ф.Герасимов, В.С.Зенкевич, С.С.Москалев, Д.А.Марков,
А.В.Херувимов
(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова
ГК АЭ СМ СССР)

Приведены результаты измерения полного сечения образцов бериллия с различной текстурой в области энергий от 0,005 до 10 эв. Измерения выполнены на нейтронном спектрометре по времени пролета на линейном ускорителе электронов ИАЭ. Показана сильная зависимость полного сечения бериллия от текстуры образца. Рассчитано среднее значение сечения по спектру Максвелла с различной эффективной температурой.

Total neutron cross-section of beryllium samples with different texture has been measured on the time-of-flight neutron spectrometer at the Kurchatov Institute linac in the neutron energy range 0,005 - 10 ev.

The strong dependence of the total cross-section on the sample texture has been observed. The cross-section value averaged on Maxwell spectrum with various effective temperature has been calculated.

Полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом, имеющим кристаллическую структуру, складывается из сечения упругого когерентного и некогерентного рассеяния, сечения неупругого рассеяния и сечения поглощения. Для ядер бериллия в области энергий нейтронов $\lesssim 0,1$ -1 эв наибольший вклад в сечение вносят первые две компоненты. Поскольку упругое когерентное рассеяние зависит от структуры исследуемого материала, следует ожидать соответствующего различия и в полном сечении (σ_{Σ}).

Влияние текстуры образцов бериллия, возникающей при их изготовлении, на полное сечение исследовалось в ряде работ, например [1]. Для окиси бериллия обнаружена [2] зависимость σ_{Σ} от размеров зерен и способа изготовления образца. Слабая зависимость от размера зерна показана для металлического бериллия [3]. Это обстоятельство не позволяет однозначно судить о сечении образцов бериллия, имеющих данную зернистость исходного материала и изготовленных по определенной методике. Поэтому каждый раз, когда воз-

никает необходимость в проведении достаточно точных расчетов реакторов с бериллием, приходится или ограничиваться оценками сечения на основе имеющихся данных, или измерять σ_2 образцов из материала, который предполагается использовать.

В настоящей работе приводятся результаты измерения полного сечения ряда образцов бериллия с различной текстурой.

Полное сечение бериллия измерялось по методу пропускания на нейтронном пучке линейного ускорителя электронов ИАЭ [4] в области энергий нейтронов 0,005 - 10 эв. Пролетное расстояние равнялось 15,9 м. Для отсечки фона рециклических нейтронов ($E_n \lesssim \lesssim 0,003$ эв) в пучке располагался прерыватель в виде диска из алюминия, частично покрытого слоем кадмия. Диск вращался со скоростью 50 об/мин, и запуск ускорителя производился от датчика положения диска. Детектор нейтронов собран из стандартных счетчиков типа СММ-17 с He^3 , расположенных в защите. Угловая расходимость пучка нейтронов $\sim 0,5^\circ$ и, следовательно, выполнялось условие хорошей геометрии; в то же время расходимость достаточна, чтобы на результаты измерений не оказывало заметного влияния рассеяние нейтронов на малые углы. Для нормировки измерений на единственный поток использовалось устройство для периодической смены образцов, с тем чтобы измерения с образцом и без него были достаточно хорошо усреднены по различным возможным флуктуациям нейтронной интенсивности. Помимо этого, такая система исключала последствия дрейфа детектирующей аппаратуры.

Устройство для смены образцов состояло из поворотного столика с держателями для четырех образцов и блока управления. Программу для блока управления задавал временной анализатор АИ-4096, используемый для измерений. В отдельной серии измерения проводились с тремя образцами, в четвертом положении измерялась интенсивность пучка нейтронов без образца. Нейтронный фон определялся с помощью резонансных фильтров из Ag , In , Cd и Sm . Величина фона не превышала 3,5%.

Образцы бериллия размером 100 x 100 x 10 мм изготовлены из металлического порошка выдавливанием (Be I вырезан поперек оси выдавливания, Be II - вдоль оси выдавливания, размер зерен в исходном материале меньше 600 мкм) и горячим прессованием (Be III, размер зерен исходного порошка 200-300 мкм, Be IV меньше 60 мкм).

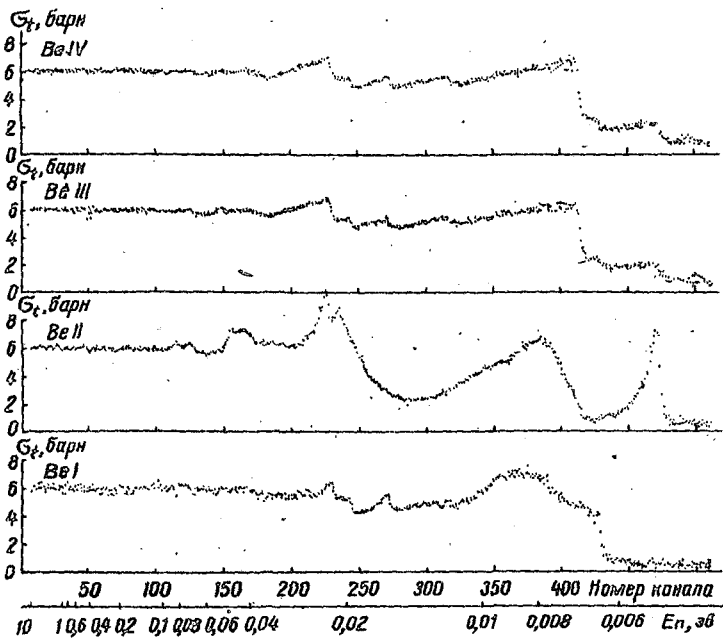


Рис. 1.

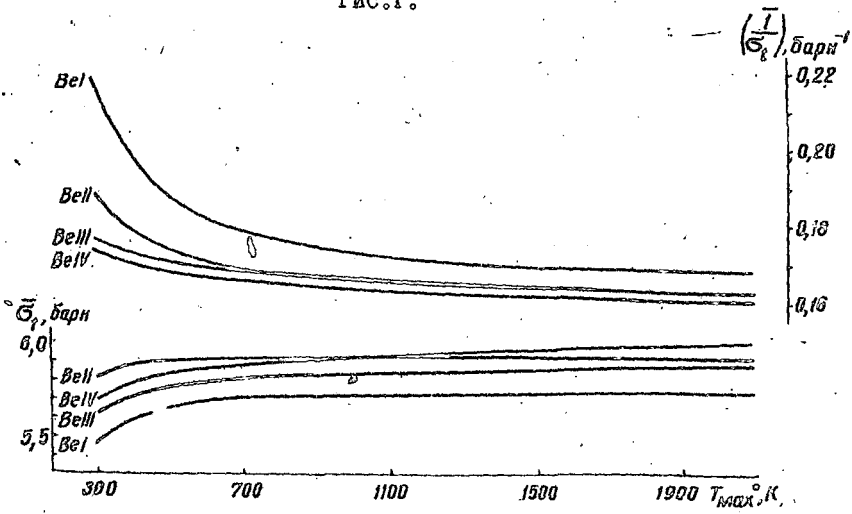


Рис. 2.

В каждой партии бериллия измерялось σ_z , усредненное по трем образцам. Кроме того, проверялось, сохраняется ли сечение постоянным для отдельных образцов из одной партии.

Экспериментальные результаты обрабатывались на ЭВМ с учетом поправок на фон и просчеты. Величина последней поправки в отдельной серии измерений не превышала 15%. Контрольные измерения с образцами литиевого стекла ($1,25 \cdot 10^{-3}$ и $3,80 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ат } Li}{\text{барн}}$)⁶ показали, что закон $1/v$ хорошо соблюдается во всем измеряемом интервале энергий нейтронов. Отличие абсолютной величины сечения от рекомендованного значения не превышает 6 - 7%, что, по-видимому, связано с недостаточно точными данными о количестве Li^6 в стекле.

На рис. I изображены зависимости усредненного по трем образцам полного сечения от номера канала временного анализатора для всех четырех партий, при $L = 1528$ м; $\tau_{кан} = 32$ мксек; $\Delta t = 100$ мксек. При энергиях нейтронов больше 0,5 эв, где можно пренебречь влиянием кристаллических эффектов и сечение сохраняется постоянным, получены средние значения $\langle \sigma_z \rangle$:

$\sigma_z(Be I) = 5,95$; $\sigma_z(Be II) = 6,01$; $\sigma_z(Be III) = 6,02$ $\sigma_z(Be IV) = 6,055$ барна, согласующиеся с работами [5,6]. Статистическая точность этих данных $\sim 0,3\%$.

Из данных для образцов Be I и Be II, изображенных на графиках, видны четко выраженные скачки в сечении при энергии нейтронов меньше 0,1 эв, связанные с брэгговским рассеянием.

Вероятно, при изготовлении образцов выдавливанием происходит сильная ориентация зерен и ход сечения с энергией (особенно у Be II) напоминает картину для несовершенного монокристалла.

Гораздо менее существенно эффект ориентации проявляется при изготовлении образцов горячим прессованием (Be III и Be IV). Зависимость сечения от энергии подобна зависимости для мелкокристаллического порошка и, несмотря на большую разницу в величине зерен для этих образцов, эффект вторичной экстинкции практически не наблюдается. Изменение угла падения нейтронов для этих образцов на 45° слабо повлияло на ход сечения.

Сечение, усредненное по спектру Максвелла с различными температурами (293 - 2043°К) для образца Be I на 6-3% меньше, чем для Be I (рис.2). Усредненные сечения для других двух образцов практически совпадают.

На том же рисунке приведено усредненное по спектру Максвелла значение $(\frac{\tau}{\sigma_t})$. При оценке качества бериллия как замедлителя нейтронов по величине диффузионной длины предпочтительно использование замедлителя из Ве III или Ве IV, для которых $(\frac{\tau}{\sigma_t}) \sim \bar{\lambda}_s$ наименьшее и отличается от этой величины для Ве II - Ве I при температуре 293°K на 7-20%. При увеличении температуры спектра эта разница уменьшается до 4%. Статистическая точность усредненных данных лучше 1%.

Л и т е р а т у р а

1. Weisв R.J. - Phys. Rev., 1952, 86, N 3, 271.
2. Жежерун И.Ф., Садиков И.П., Чернышов А.А. - АЭ, 13, вып.3, 1962.
3. Кузнецов В.А., Захаркин И.И., Богомолов В.Н. Препринт ФЭИ-135, 1968.
4. Воронков Р.М. и др. - АЭ, 1962, 13, 4, 327.
5. Бюллетень ЦАД, вып.3, приложение I, 1967.
6. Hughes D.J., Schwartz R.V. BNL-325, 1955.

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ИЗОТОПАМИ РЕНИЯ
А.А.Бергман, Д.К.Каипов, В.А.Конкс, С.А.Романов
(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР,
Институт ядерной физики АН КазССР)

На спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце измерены сечения захвата нейтронов для изотопов рения и естественного рения в области энергий от 0,1 эв до 50 кэв.

The neutron capture cross sections for rhenium isotops and natural rhenium have been measured on the neutron slowing down spectrometer in the energy region 0,2 ev - 70 kev.

Изучение сечений радиационного захвата нейтронов ядрами рения представляет интерес как с теоретической точки зрения, так и для практических целей.

Для изотопов рения Re^{185} и Re^{187} сечения радиационного захвата при энергии нейтронов 25 кэв получены в работах с активационным методом [1,2], энергетическая зависимость сечений захвата нейтронов в области энергий 4 кэв - 2,6 Мэв измерена актива-

ционним методом [3] и в области энергий 0,01 эв-30 кэв с использованием времени пролета и большого жидкостного сцинтиллятора [4].

Для естественной смеси изотопов рения сечения радиационного захвата при энергиях нейтронов 30 и 65 кэв измерены в работе [5], в области энергий ниже 10 кэв - в работе [6], от 30 до 170 кэв - в работе [7] и от 10 до 150 кэв - в работе [8] методом времени пролета с регистрацией γ -квантов от захвата нейтронов большими жидкостными сцинтилляторами.

Между результатами разных авторов наблюдается существенное расхождение в килоэлектронвольтовой области энергий нейтронов. Наблюдаемые расхождения могут быть связаны с ошибками в определении эффективности регистрации, которая зависит от вида спектра γ -лучей от радиационного захвата нейтронов. Сам спектр может меняться от изотопа к изотопу и от уровня к уровню.

С целью уточнения в данной работе проведены измерения сечений радиационного захвата нейтронов естественной смесью и изотопами рения в области энергий нейтронов от $\sim 0,1$ эв до 50 кэв. Измерения проводились на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце непосредственной регистрацией мгновенных γ -квантов от захвата нейтронов пропорциональными счетчиками X с эффективностью регистрации, пропорциональной энергии γ -квантов. При этом эффективность регистрации пропорциональна энергии связи нейтрона в ядре.

Для исключения возможной систематической ошибки измерения проводились с образцами естественного рения, с образцами, обогащенными изотопами Re^{185} или Re^{187} , а также с так называемыми компенсирующими образцами, предназначенными для определения кода сечения изотопов в той области энергий нейтронов, где велик вклад примесного изотопа. Характеристики образцов приведены в табл.1.

Сечения захвата нормировались по резонансным параметрам низколежащих уровней изотопов рения, приведенным в работах [4, 9, 10], также по резонансам других элементов при одновременных измерениях [11, 12] (табл.2).

$X/$ С образцом Re при $\bar{n} = 0,5 \cdot 10^{21}$ ат/см² измерения выполнены сцинтилляционным детектором.

Т а б л и ц а I
Толщина и изотопный состав образцов

Образец	Толщина, ат/см ² · 10 ⁻²¹	Изотопное содержание, %	
		Re ¹⁸⁵	Re ¹⁸⁷
Re	14,5 и 0,5	37,07	62,93
Re ¹⁸⁵	0,94	87,5	12,5
Re ¹⁸⁷	0,398	2,8	97,2
Компенсирующий	0,187	37,07	62,93
	0,0301	37,07	62,93

Т а б л и ц а 2
Нормировочные коэффициенты

Образец	Нормировка по		K
Естеств. Re $\bar{n} = 5 \cdot 10^{20}$ ат/см ²	уровню 2,16 эв	Re ¹⁸⁵	0,45±0,05
	уровню 4,42 эв	Re ¹⁸⁷	0,34±0,07
	гольмью танталу		0,37±0,04 0,44±0,05
Re ¹⁸⁵	уровню 2,16 эв		4,4±0,5
	группе уровней 4,6 - 9,7 эв золоту		3,8±0,5 4,0±0,3
Re ¹⁸⁷	уровню 4,42 эв		11,9±2,5
	рению - 185 золоту		9,1±0,9 8,9±0,8

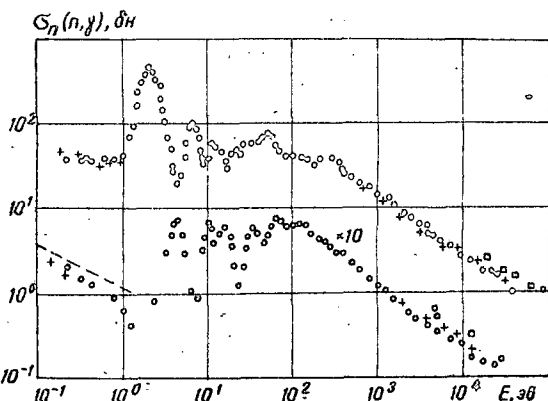
Для резонанса 2,156 эв Re¹⁸⁵ значение $2g\Gamma_n$, полученное в работе [4], существенно расходится с результатами, приведенными в работах [11-13]. Для каждого из остальных резонансов, по параметрам которых проводилась нормировка сечений захвата, значения $2g\Gamma_n$, приведенные в работах [4, 11-13], совпадают в пределах ошибок. Нормировочные коэффициенты, определенные нами

Рис. 1.

Сечение захвата нейтронов для изотопов рения:

- - Re^{185} .
- - Re^{187} .
- ▽ - [1];
- △ - [2];
- - [3];
- +
- [4];

пунктирная линия - экстраполяция теплового сечения захвата [13] по закону $1/v$.



по резонансным параметрам, приведенным в работах [4, 9, 10] для уровня 2,156 эв $Re = 185$ хорошо согласуются с нормировочными коэффициентами, определенными по другим уровням и по уровням других элементов из одновременных измерений (см. табл. 2).

Это свидетельствует в пользу параметров $2g\Gamma_n$, Γ_n/Γ и J резонанса 2,156 эв Re^{185} , полученных в работах [4, 9, 10].

Значения энергий связи нейтронов в ядрах Re^{185} и Re^{187} приняты одинаковыми ($B = 6$ Мэв), согласно данным работ [12, 14]. Поправка на захват нейтронов после рассеяния вводилась по работе [15].

При определении сечений захвата использовались средневзвешенные значения $K_{ср}$.

Зависимость эффективных сечений радиационного захвата от энергий нейтронов для изотопов рения изображена на рис. 1.

Ход сечения захвата в тепловой области энергий нейтронов хорошо согласуется с измерениями в работе [4]. Для Re^{185} результаты наших измерений в килоэлектронвольтовой области энергий нейтронов хорошо согласуются с литературными данными [4, 2] и примерно на 50% ниже результата в работе [3]; наблюдается различие в величине и ходе энергетической зависимости с измерениями в работе [3].

Для Re^{187} наши результаты хорошо согласуются с данными работы [4] до ~ 10 кэв, на $\sim 40\%$ ниже данных работы [3] и на 30% выше, чем в [1, 2]. Причины указанных расхождений данных измерения с результатами в работах [1-3] неясны.

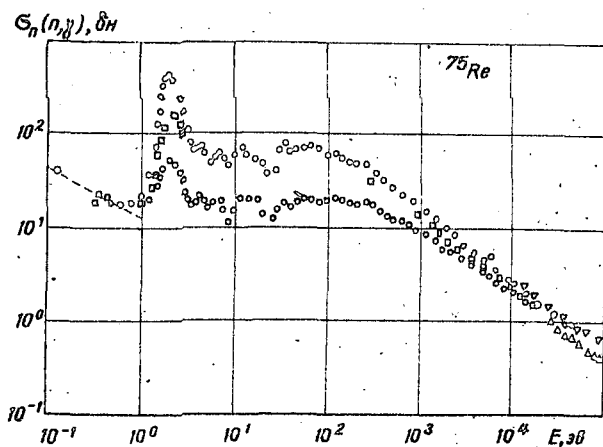


Рис.2.

Сечение захвата нейтронов для естественного рения: $\sigma_{\text{н}} = 5 \cdot 10^{20}$ ат/см²; $\sigma_{\text{н}} = 1,45 \cdot 10^{22}$ ат/см².
 \times - [5]; \diamond [6];
 \triangle - [7]; ∇ [8];
 \square - суммарная кривая сечения захвата Re^{185} и Re^{187} , приведенная к естественной смеси; пунктирная линия - экстраполяция теплового сечения захвата [13] по закону $1/v$.

На рис.2 показана зависимость сечения захвата от энергии нейтронов для естественной смеси изотопов рения. Суммарное сечение захвата, полученное из измерения с изотопами рения, в области килоэлектронвольт на $\sim 20\%$ ниже сечения, измеренного с тонким образцом естественного рения. Это, по-видимому, объясняется как эффектом самоэкранировки, так и тем, что измерения с тонким образцом проводились со сцинтилляционным детектором, для которого эффективность регистрации не пропорциональна энергии γ -квантов и относительный ход эффективности регистрации зависит от порога регистрации.

Результаты наших измерений для естественной смеси изотопов рения согласуются в пределах ошибок с данными работ [6,8] и на 30% выше измерений в работах [5,7].

Л и т е р а т у р а

1. Masklin R.L., Lazar N.H., Lyon W.S. - Phys. Rev., 1957, 107, 504.
2. Chaubey A.K., Sehgal M.L. - Phys. Rev., 1966, 152, 1055.
3. Stupregia D.C., Schmidt M., Madison A.A. J. of Nucl. En. 19, 767, 1965.

4. Friesehahn S.A. et al. - J. of Nucl. En. 22, 191, 1968.
5. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. - Phys. Rev., 1963, 129, 2695.
6. Block B.C. et al. Neutron time-of-flight methods, Brussels, 1961, p. 203.
7. Кононов В.Н., Ставдский Ю.А. - АЭ, 19, вып.5, 457, 1965.
8. Комре D. - Nucl. Phys., 1969, A 133, N 3, 513.
9. Roortmans F., Seulemans H. - Nucl. Phys., 1967, A 97, 657.
10. Stolyov A. - Phys. Rev., 1967, 155, 1130.
11. Hughes D.J., Schwartz R.B. Neutron Cross Sections, ENI-325, Ed. II, 1958; Hughes D.J., Maguire B.A., Brussaie M.K. Neutron Cross Sections, Suppl. I ENI-325, Ed. II, 1960.
12. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы, Госатомиздат, 1963.
13. Вертебный В.П., Власов М.Ф., Киршлюк А.Л. - АЭ, 19, вып.3, 250, 1965.
14. Грошев Л.В. и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Атомиздат, 1958.
15. Dгарег J.E. - Nucl. Science and Eng., I, 522, 1956.

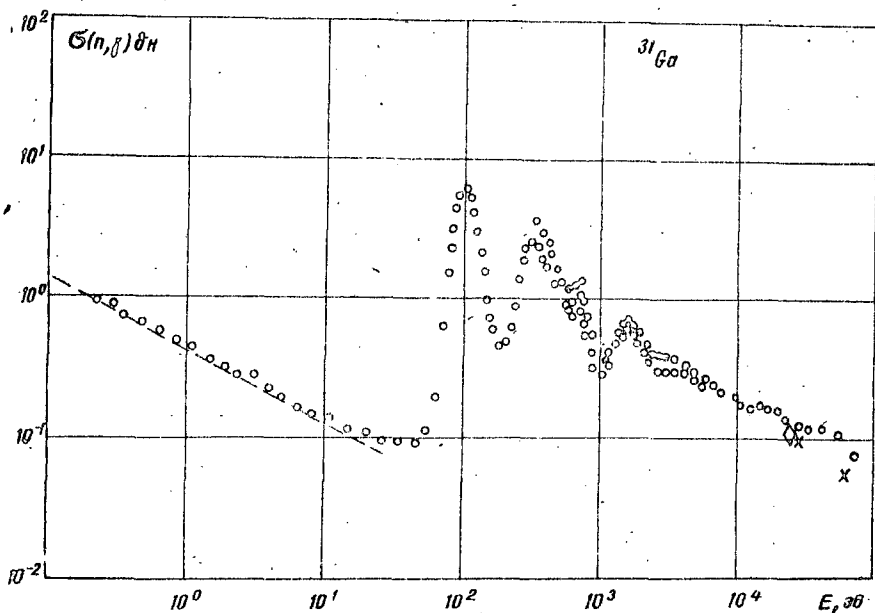
ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В ГАЛЛИИ

А.А.Бергман, С.А.Романов, А.Е.Самсонов
(Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР)

В работе приведено измерение сечения захвата нейтронов для Ga в энергетической области 0,2 эв - 70 кэв.

The neutron capture cross sections for gallium have been measured in energy region 0,2 ev - 70 kev.

На нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце получена энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов для галлия в области энергий нейтронов 0,2 эв - 70 кэв. Измерения выполнялись регистрацией мгновенных γ -квантов захвата пропорциональным γ -счетчиком с помощью методики, разработанной ранее в работе [1].



Сечение радиационного захвата галлия:

○ - $\bar{n} = 2,7 \cdot 10^{21}$ я/см²; ○ - $\bar{n} = 1,7 \cdot 10^{22}$ я/см².
 × - Gibbons; △ - по изотопным данным: Ga⁶⁹ - Кононов;
 Ca⁷¹ - МакКлин.

Образец изготовлялся в виде тонкостенного цилиндра из галлия способом центробежного литья в водной среде.

Результаты измерений с образцами галлия, имевшими эффективные толщины $2,7 \cdot 10^{21}$ и $1,7 \cdot 10^{22}$ ат/см², показаны на рисунке.

Нормировка измерений производилась по резонансным интегралам низколежащих резонансов галлия, золота, молибдена, тантала и серебра, а также по тепловому сечению галлия. Ошибки определения нормировочных коэффициентов составляли 10 - 20%.

Для нормировки использовался средневзвешенный нормировочный коэффициент. Полученные результаты отличаются от имеющих в работе [2] тем, что в них внесены исправления в соответствии с последними измерениями нейтронного потока на спектрометре во времени замедления в свинце.

Л и т е р а т у р а

1. Попов Ю.П. Труды ФИАН, 24,3, 1964.
2. Канчигашев С.П. и др. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. Дубна, 1964, 104.

ПОЛНЫЕ α -ШИРИНЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, В.Г.Семенов,
М.Стэмпиньски, М.Флорек, В.И.Фурман
(Объединенный институт ядерных исследований)

Сообщаются результаты поиска (n, α) реакции на ядрах ^{64}Zn , ^{67}Zn , ^{177}Hf . Эти данные и ранее измеренные значения α -ширин $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ (или верхние оценки) для десятка изотопов в диапазоне массовых чисел $95 \leq A \leq 189$ сравниваются с результатами расчетов по оптической модели ядра. Анализируются флуктуации полных α -ширин и указывается на возможность определения спинов резонансов по значениям полных α -ширин. Приводится распределение α -ширин и результаты спиновой идентификации резонансов для ядра ^{147}Sm на основании последних измерений с разрешением по энергии нейтронов 40 нсек/м.

The results of the search for the (n, α) reaction on the target nuclei of ^{64}Zn , ^{67}Zn and ^{177}Hf are reported. These data and the earlier measured values of the average $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ widths (or upper estimates) for ten isotopes in the mass number region $95 \leq A \leq 189$ are compared with the results of the calculations from the nuclear optical model. The fluctuations of total α -widths are analyzed and the possibility of spin identification of resonances by the values of total α -widths is indicated. The distribution of Γ_{α} -widths and the results of the resonance spin identification for the ^{147}Sm nucleus from the last measurements with a neutron energy resolution of 40 nsec/m are presented.

Широкие поиски реакции (n, α) на тепловых нейтронах от мощных реакторов, проводившиеся в 1960-65 гг., привели к выводу об очень малых сечениях реакции и крайне ограниченном круге ядер, на которых она возможна. Однако разработка в нашей лаборатории светосильных детекторов α -частиц [1] позволила начать в 1965 г. исследования реакции (n, α) на более слабых потоках резонансных нейтронов [2]. Зарегистрирован α -распад резонансных состояний 9 ядер в интервале $64 \leq A \leq 177$ [3,4] и реально получение положительных результатов при существующей аппаратуре еще для десятка ядер. Можно говорить о новом этапе для исследования резонансных состояний атомных ядер.

На рис. 1 и 2 показаны первые результаты по обнаружению α -распада резонансных состояний в изотопах цинка с помощью газового сцинтилляционного детектора и ^{178}Hf с помощью много-секционной пропорциональной камеры [1]. Там же указаны предполагаемые схемы α -распада отдельных резонансов с различными спинами. Пунктиром обозначены резонансы ^{143}Nd , который использовался для калибровки. Вдоль шкалы энергий нейтронов стрелками указаны положения известных резонансов. Измерения производились на импульсном реакторе ИБР, энергия определялась по времени пролета. Полученные отсюда значения α -ширин для изотопов цинка оказались сравнительно большими: $\Gamma_\alpha = 3,8 \cdot 10^{-4}$ эв (^{64}Zn ; $E_\beta = 2637$ эв) и $1,2 \cdot 10^{-3}$ эв (^{67}Zn ; $E_\beta = 1548$ эв), тогда как для 5 нижних резонансов ^{177}Hf $\Gamma_\alpha = (1,5) \cdot 10^{-9}$ эв. Для остальных 50 резонансов ^{95}Mo , ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{145}Nd , ^{147}Sm и ^{149}Sm , исследованных нами ранее [3-5], значения Γ_α находятся в диапазоне $10^{-5} - 10^{-8}$ эв.

Исследования флуктуаций парциальных α -ширин от резонанса к резонансу [5,6] дают возможность более обосновано применять статистические закономерности [7] к анализу полных α -ширин. На рис. 3 приведена экспериментальная гистограмма распределения полных α -ширин для 19 резонансов в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$. Пунктиром проведены теоретические кривые для распределения α -ширин резонансов со спинами $J = 3$ и 4, χ^2 -число степеней свободы для χ -квадрат распределения полных α -ширин (подробнее см. работу [7]), сплошная кривая - суммарное распределение. Цифры справа от ступенек гистограммы указывают энергию резонансов, имеющих данное значение Γ_α . Звездочками отмечены резонансы, которым приписано $J = 3$ на основании наличия α -перехода в основное состояние дочернего ядра [6].

Теоретическая кривая удовлетворительно согласуется с экспериментом. Хотя 9 резонансов из II, расположенных в диапазоне $0 < E_\beta < 100$ эв, имеют $\Gamma_\alpha < 1$ мкэв, в то время как все 8 резонансов из следующего интервала $100 < E_\beta < 200$ эв имеют $\Gamma_\alpha > 1$ мкэв. С точки зрения статистической теории такое разбегание α -ширин маловероятно. Существенное различие в распределении Γ_α для резонансов с разными спинами (см. рис. 3) дает возможность проводить спиновую идентификацию резонансов, имею-

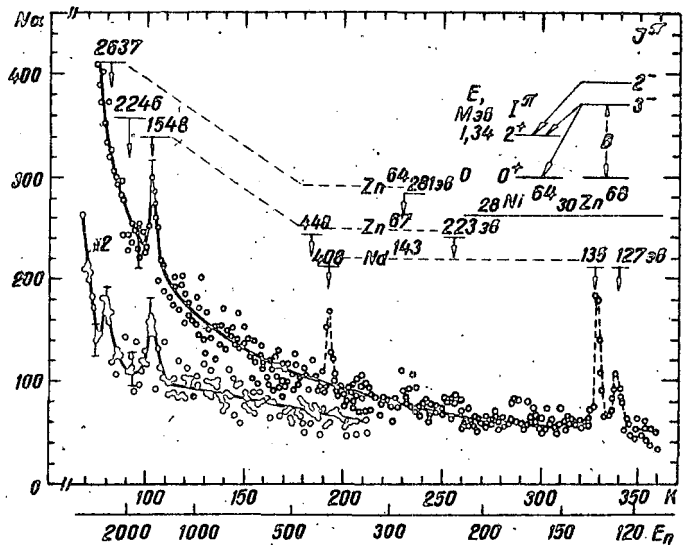


Рис. 1.

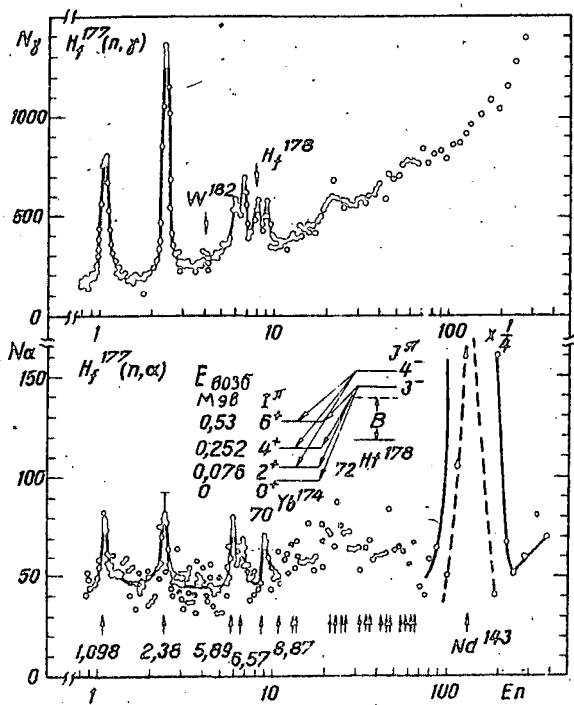


Рис. 2.

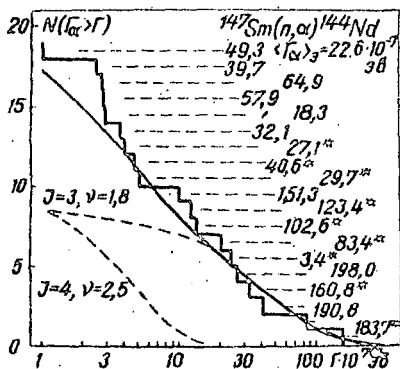


Рис.3.

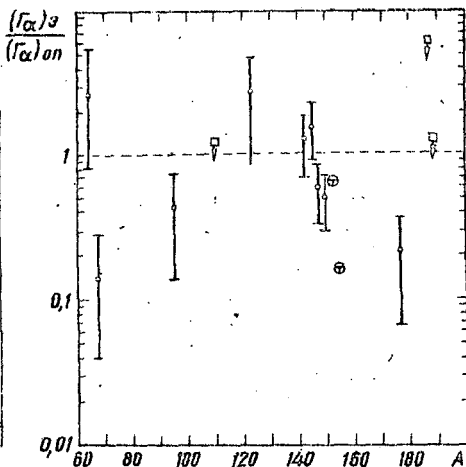


Рис.4.

щих максимальные значения $\Gamma_\alpha [\eta]$. На основании аналогичного рассмотрения резонанс ${}^{67}\text{Zn}$ с $\epsilon_0 = 1548$ эв соответствует J , равному 3.

Новые данные совместно с опубликованными ранее [3,4] позволяют уточнить параметры оптического потенциала для описания взаимодействия α -частиц с атомными ядрами [7]. Этот вопрос рассмотрен в работе [8]. На рис.4 приводятся для сравнения отношение экспериментальных значений α -ширин, усредненных по резонансам, к величине $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\alpha n}$, рассчитанной по оптической модели для всех ядер, на которых зарегистрирована реакция (n, α) в отдельных резонансах (0), на тепловых нейтронах (⊙), или дается достаточно низкая верхняя оценка (Γ_α), с вероятностью $\geq 95\%$ (□). Оценивая характер согласия теории с экспериментом необходимо учитывать, что в измерениях на тепловых нейтронах и для изотопов Zn еще нет усреднения по резонансам. Для получения столь удовлетворительного согласия с экспериментом потребовалось так подобрать параметры оптического потенциала, чтобы все гигантские резонансы силовой функции для α -частиц расположились по A между исследованными ядрами. Обнаружение α -распада резонансов новых ядер либо должно привести к обна-

ружению максимумов в силовой функции, либо к существенному пере-
смотру параметров оптического потенциала для подбарьерных α -
частиц.

Л и т е р а т у р а

1. Попов Ю.П. и др. Полные α -ширины нейтронных резонансов (см.настоящий сборник).
2. K v i t e k J., Р о р о в Yu.P. -Phys. Lett., 1966, 22, 186.
3. Попов Ю.П., Флорек М. - ЯФ, 1969, 9, вып.6, 1163.
4. K v i t e k J., Р о р о в Yu.P. - Nucl. Phys., 1970, A 154, 177.
5. Вильгельм И. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5553, 1970.
6. Вильгельм И. и др. Распределение парциальных α -ширин нейтронных резонансов (см.настоящий сборник).
7. П с п о в Ю.П. и др. Nuclear Data for Reactors, vol.I, 669, Vienna, 1970.
8. Ф у р м а н В.И., П о п о в Ю.П. Анализ реакции (u, α) в рамках оптической модели (см.настоящий сборник).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ α -ШИРИН НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

И.Вильгельм, Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Румы,
М.Стэмпииньски, М.В.Фронтасьева

(Объединенный институт ядерных исследований)

Приводятся результаты анализа распределений экспериментальных значений парциальных α -ширин для нейтронных резонансов ^{147}Sm и ^{143}Nd . Парциальные α -ширины перехода в основное состояние дочернего ядра подчиняются распределению χ^2 -квадрат с числом степеней свободы, равным единице, что согласуется со статистическими предположениями Портера-Томаса, относящимися к реакциям, идущим через составное ядро. Распределение α -ширин переходов в первое возбужденное состояние для ядра-мишени ^{147}Sm оказалось более узким. Это связывается с механизмом α -распада.

The results of the analysis of the distributions of the experimental values of partial α -widths for neutron resonances of ^{147}Sm and ^{143}Nd are presented. Partial α -widths of transition to the ground state of the daughter nucleus obey the

χ -square distribution with the number of degrees of freedom equal to unity; this is in agreement with the Porter-Thomas statistical assumptions regarding the reactions proceeding through the compound nucleus.

The distribution of α -widths of transitions to the first excited states for the target nucleus of ^{147}Sm turned out to be narrower. This is associated with the α -decay mechanism.

Парциальные ширины нейтронных резонансов атомных ядер и их флуктуации являются одним из основных источников информации о высоковозбужденных состояниях. Хорошо исследованы флуктуации приведенных нейтронных ширин, которые описываются распределением Портера - Томаса [1], т.е. распределением χ -квадрат с числом степеней свободы ν , равным 1. Эксперименты говорят о более сложном распределении делительных ширин. Пока нет единого мнения о значении ν в распределении парциальных γ -ширин.

Согласно статистической теории предполагается, что приведенные парциальные α -ширины нейтронных резонансов подчиняются распределению Портера - Томаса. До сих пор экспериментальная проверка этого предположения проводилась на основании косвенных данных [2]. Это объясняется значительными трудностями непосредственных измерений парциальных α -ширин.

Поскольку установление характера распределения парциальных α -ширин имеет существенное значение для теории ядерных реакций [2], понимания структуры возбужденных состояний [3] и некоторых практических аспектов нейтронной спектроскопии [2]; авторы провели измерения спектров α -распада нейтронных резонансов ^{147}Sm [4]. Эти данные (например, рис.1), дополненные результатами последних измерений с лучшей разрешающей способностью по энергии нейтронов, позволили проанализировать парциальные α -переходы в 12 резонансах, 8 из которых приписаны спинам 3 на основании наличия α -переходов с орбитальным моментом $l = 3$ в основное состояние 0^+ (переходы $4^- \rightarrow 0^+$ запрещен!!).

Парциальную α -ширину распада нейтронного резонанса i в состояние дочернего ядра j в случае вылета α -частицы с орбитальным моментом l удобно представить в виде

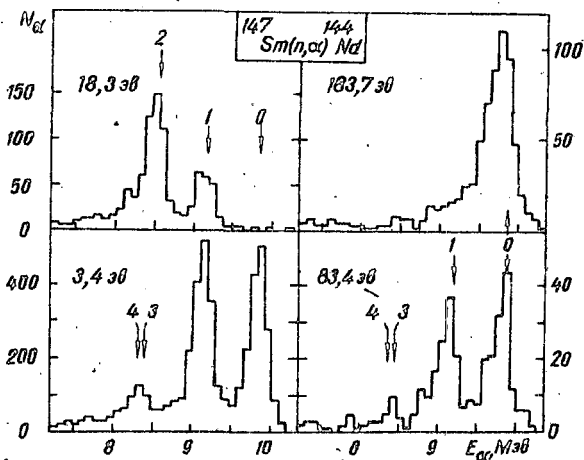


Рис. 1.

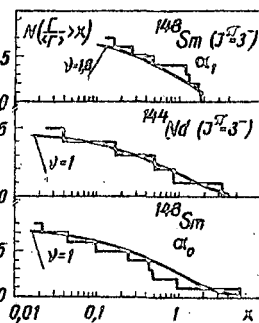


Рис. 2.

$$\Gamma_{\alpha ij l} = 2 \gamma_{\alpha ij l}^2 P_{jl},$$

где P_{jl} — фактор проницаемости потенциального барьера ядра; а $\gamma_{\alpha ij l}^2$ — приведенная парциальная α -ширина, определяющая вероятность образования α -частицы на поверхности дочернего ядра в состоянии j и являющаяся мерой совпадения комбинационных состояний и более простых основных и слабозвужденных состояний дочернего ядра. Флуктуации $\Gamma_{\alpha ij l}$ при фиксированных j и l целиком определяются флуктуациями $\gamma_{\alpha ij l}^2$. В качестве величины, определяющей разброс значений парциальных ширин, принято удвоенное отношение квадрата среднего значения к дисперсии

$$\nu_{\text{эксн}} = \frac{2 \langle \Gamma \rangle^2}{D(\Gamma)} = \frac{2 \langle \Gamma \rangle^2}{\langle \Gamma^2 \rangle - \langle \Gamma \rangle^2},$$

так как в случае распределения типа χ -квадрат эта величина равна числу степеней свободы. Ошибка $\nu_{\text{эксн}}$ определялась по приближенной формуле [5]. Для восьми значений $\Gamma_{\alpha i0}$ распада резонансных состояний Sm^{248} получено $\nu_{\text{эксн}} = 0,62 \pm 0,15$.

В работе [6] приведены полные α -ширины резонансов Na^{243} .

Для пяти из этих резонансов известен спин [7], значение которого разрешает α -переход в основное состояние. Поскольку α -ширина перехода в первое возбужденное состояние в рассматриваемом случае в среднем примерно на два порядка меньше α -ширины перехода в основное состояние (из-за уменьшения коэффициента проницаемости), то полные α -ширины можно считать практически равными парциальным ширинам. Для упомянутых пяти резонансов разброс значений $\Gamma_{\alpha i 0}$ дает $\nu_{\text{эксп}}$, равное $1,3 \pm 0,4$.

Все рассмотренные случаи свидетельствуют о больших флуктуациях парциальных (и приведенных) α -ширин, аналогичных флуктуациям нейтронных ширин. Учитывая небольшой экспериментальный материал и ограниченную этим точность определения значения $\nu_{\text{эксп}}$, можно сформулировать вывод, что результаты эксперимента не противоречат предположению о распределении Портера-Томаса для приведенных α -ширин нейтронных резонансов.

Следствием данного предположения и предположений о независимости приведенных α -ширин для различных выходных каналов (значений j и l) и равенства их средних значений является уменьшение разброса α -ширин, состоящих из суммы нескольких парциальных ширин [2]. Ожидаемый разброс, как указано в работе [2], должен определяться значением

$$\nu_{\text{теор}} = \left(\sum_{jl} \rho_{jl}^2 \right)^2 / \sum_{jl} \rho_{jl}^4 > 1.$$

Нами измерены α -ширины перехода в первое возбужденное состояние для распада резонансов ^{247}Sm , которые являются суммой трех парциальных ширин ($l = 1, 3, 5$) в случае распада резонансов со спином 3^- и двух ($l = 3, 5$) - со спином 4^- . Рассмотрение 7α -ширин, которые мы не можем разделить на парциальные, соответствующих распаду резонансов со спином 3^- , указывает на значительное уменьшение их разброса по сравнению с разбросом парциальных ширин, так как для них $\nu_{\text{эксп}}$ равно $4,9 \pm 2,1$. В то же время для них ожидается распределение с $\nu_{\text{теор}}$, равным $1,9$, рассчитанное на основе данных работы [8]. Расхождение между $\nu_{\text{эксп}}$ и $\nu_{\text{теор}}$ невелико (рис.2) и, по-видимому, обусловлено малой статистической достоверностью $\nu_{\text{эксп}}$.

Таким образом, результат эксперимента указывает на компенсацию флуктуации при складывании парциальных ширин, что свидетельствует о независимости флуктуации приведенных α -ширин в каналах, соответствующих различным значениям z .

Л и т е р а т у р а

1. R o r t e r C.E., T h o m a s R.G. -Phys.Rev., 1956, 104, 483.
2. П о п о в Ю.П. и др. - Nuclear data for reactors, vol. I, 669, Vienna, 1970.
3. С о л о в ъ е в В.Г. Препринт ОИЯИ, Е4-5135, Дубна, 1970.
4. В и л ь г е л ь м И. и др. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5553, Дубна, 1971.
5. W i l e t s L. -Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 430.
6. K v i t e k I., P o r o v Yu.P. - Nucl. Phys., 1970, A 154, 177.
7. G o l d b e r g M.D. et al. BNL-325. Second edition, Supplement 2, vol. 11, part C, 1966.
8. Д а д а к и н а А.Ф. Бюлл. информ. центра по ядерн. данным 3, Атомиздат, М., 1967, 226.

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ (n, α) В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В.И.Фурман, Ю.П.Попов

(Объединенный институт ядерных исследований)

Оптическая модель применена для анализа результатов реакции (n, α), что позволило провести систематизацию и сопоставление на единой основе средних полных α -ширин и естественно перейти к приведенным α -ширинам для всего диапазона изученных ядер и энергий α -переходов. Поскольку не существует единого феноменологического оптического потенциала для α -частиц, в расчетах использовался теоретический оптический α -потенциал. Описана методика расчетов и дан набор используемых параметров. При определенном выборе мнимой части оптического потенциала получено удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными полными средними α -ширинами и силовыми функциями.

Оценены факторы запрета для α -распада из компаунд-состояний по отношению к α -распаду основного состояния в области редкоземельных ядер.

Studying of (n, α) reaction give a valuable information about total and partial α -widths for many nuclei. The analysis of these results in the frame of optical model permits comparison and systematization of α -widths for all isotopes under investigation. As there is no phenomenological optical potential we used a theoretical one. The set of the relevant parameters are listed. By special choice of the imaginary part of optical potential a satisfactory agreement between experimental and calculated total average α -widths and appropriate strength function has been achieved.

Реакция (n, α) , изучаемая с помощью резонансных нейтронов, является единственным источником сведений о средних α -частичных ширинах для ядер с массовыми числами $A > 50$ [1]. Поскольку средние α -ширины значительно меньше средних нейтронных и радиационных ширин [1], то с хорошей точностью можно записать

$$(\Gamma_{\alpha f l})_{OM} \approx 1 - |U_{\alpha f l}^J|^2 = 2\pi \frac{\langle \Gamma_{\alpha f l}^J \rangle}{D^J}, \quad (1)$$

где $(\Gamma_{\alpha f l})_{OM}$ - коэффициенты поглощения оптической модели (OM); l - орбитальный момент α -частиц; $U_{\alpha f l}^J$ - матрица рассеяния; $\langle \Gamma_{\alpha f l}^J \rangle$ - средняя экспериментальная α -ширина для уровней составного ядра со спином J ; D^J - расстояние между указанными уровнями; f - номерует уровни возбуждения дочернего ядра. В случае s -нейтронов реализуются два значения спина компаунд-ядра: $J^+ = I + 1/2$ и $J^- = I - 1/2$; для полной α -ширины имеем из работы [1] значения $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$:

$$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle \approx \frac{1}{N} \sum_{\lambda=1}^N \sum_f \Gamma_{\alpha f \lambda} = \langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{OM} \approx \frac{D_N}{2\pi} \sum_f \left\{ \sum_l^+ \Gamma_{\alpha f l}^{J^+} + \sum_l^- \Gamma_{\alpha f l}^{J^-} \right\}. \quad (2)$$

Здесь N - полное число уровней; D_N - среднее расстояние между ними. Ввиду сильной зависимости α -ширин от энергии удобно ввести силовую функцию

$$S_{\alpha f}^J \equiv \frac{\sum_l^J \langle \Gamma_{\alpha f l}^J \rangle}{2D^J \sum_l^J \rho_{\alpha f l}^J} = (S_{\alpha f}^J)_{OM} \equiv \frac{\sum_l^J \Gamma_{\alpha f l}^J}{4\pi \sum_l^J \rho_{\alpha f l}^J}, \quad (3)$$

где $\rho_{\alpha f l}^J$ - фактор проницаемости с учетом ядерного потенциала.

При расчете $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{OM}$ и $(S_{\alpha f}^J)_{OM}$ необходимо использовать

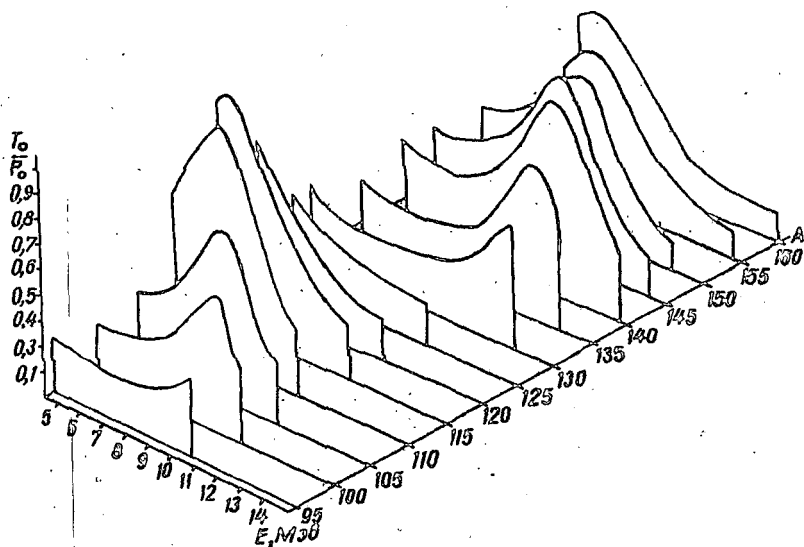


Рис. 1.

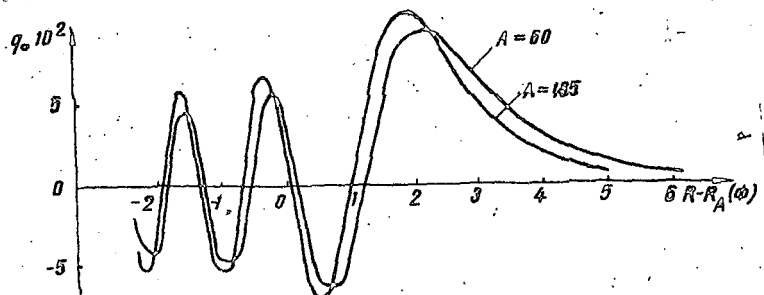


Рис. 2.

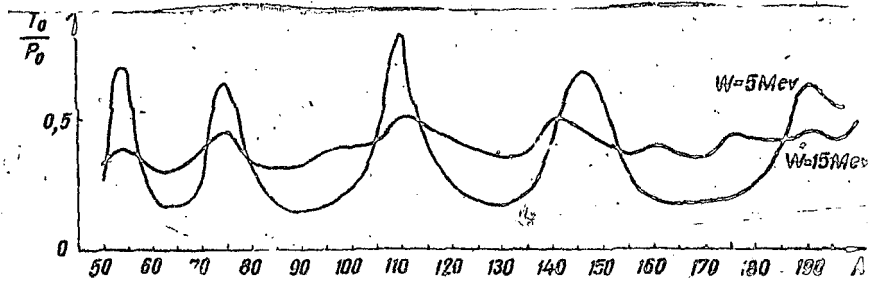


Рис. 3.

оптический потенциал (ОП) с плавной зависимостью параметров от A , что дает возможность сопоставлять результаты для разных ядер. Мы используем теоретический α -частичный ОП [2], так как "единый" феноменологический потенциал не существует. При этом ОП для α -частиц получается усреднением однонуклонных феноменологических ОП по плотности распределения нуклонов в α -частице. Полученная таким образом вещественная часть потенциала аппроксимируется потенциалом Вудса-Саксона с переменной диффузностью $\alpha(R)$. Для $A > 40$ $\alpha(R) = 0,69 + 0,24 \exp[-(R-R_{ov})/4,75]^2$ с $R_{ov} = r_{ov} A^{1/3} f$.

Соответствующая глубина получается автоматически -

$$V_{\alpha 0} = K_V(A) \sum_{i=1}^4 V_{oi}$$

Здесь $K_V(A)$ - коэффициент перенормировки из работы [2], а V_{oi} - глубины однонуклонных ОП.

Беря параметры однонуклонных потенциалов из работы [3], приходим к α -частичному потенциалу, параметры которого для интересующих нас ядер приведены в табл. I. Минимум часть ОП для α -частиц необходимо подобрать исходя из наилучшего согласия с абсолютными величинами $\langle r_{\alpha} \rangle_{\text{эксп}}$. В табл. 3 приведены результаты таких расчетов с $W_0 = 2$ Мэв, $R_{0W} = r_{0W} A^{1/3}$ и $d_W = 1,5f$ (поглощение имеет форму Гаусса). При оценке согласия теории и эксперимента необходимо учитывать, что в ошибках не учтена малая статистика усреднения. Факторы проницаемости, необходимые для получения силовых функций и рассмотрения статистических свойств α -ширин [1], рассчитывали по методике, предложенной в работе [4], выбирая в качестве радиуса канала положение максимума нерегулярной функции рассеяния g_1 в вещественном потенциале ближайшего к внутренней точке поворота. Максимум достаточно широк и его положение не очень чувствительно к A (рис. 2).

На рис. I и в табл. 3 показаны силовые функции в зависимости от A и энергии α -частиц E_{α} , рассчитанные по ОП и полученные экспериментально. В рамках гипотезы о возможном существовании гигантских резонансов при взаимодействии α -частиц с ядерным веществом необходимо допустить, что все измеренные ядра попадают в минимумы между одночастичными резонансами. Возможна,

Т а б л и ц а 1

Ядро-мишень	Ядро-продукт	$\sigma_{\alpha}^{\text{эксп}}$ $\times 10^{-13}$ см	$\sigma_{\alpha}^{\text{теор}}$ МэВ	Ядро-мишень	Ядро-продукт	$\sigma_{\alpha}^{\text{эксп}}$ $\times 10^{-13}$ см	$\sigma_{\alpha}^{\text{теор}}$ МэВ
64 Zn	81 Ni	1,2010	201	147 Sm	144 Nd	1,2215	205
67 Zn	84 Ni	1,2018	201	149 Sm	146 Nd	1,2220	205
95 Mo	92 Zr	1,2075	203	151 Eu	148 pm	1,2223	205
105 Ru	102 Ru	1,2105	204	155 Gd	152 Sm	1,2227	205
123 Te	120 Sn	1,2175	204,5	177 Hf	174 Yb	1,2254	206
143 Nd	140 Ce	1,2210	205	187 Os	184 W	1,2264	206,5
145 Nd	142 Ce	1,2212	205	189 Os	186 W	1,2267	206,5

Т а б л и ц а 2

Ядро-мишень	S_{df}	Допустимые Z_d	$\frac{N_d}{N}$ / $\frac{J_K}{J_K}$	$(S_{df}^{\text{теор}})_{\text{экср}} \times 10^2$	$(S_{df}^{\text{теор}})_{\text{теор}} \times 10^2$
95 Mo	S_{df}^{2+}	2	3/3	0,12+0,1	0,33+0,08
123 Te	S_{df}^{2+}	0	3/4	0,38+0,13	0,37+0,09
143 Nd	S_{df}^{2+}	3	4/7	0,43+0,15	0,45+0,08
145 Nd	S_{df}^{2+}	3	3/3	$\leq 0,72+0,13$	0,35+0,06
	S_{df}^{2+}	3	7/7	0,43+0,11	0,56+0,18
147 Sm	S_{df}^{3-}	1,3,5	6/7	0,23+0,15	0,45+0,15
	S_{df}^{4-}	3,5	4/4	0,27+0,12	0,45+0,15
149 Sm	S_{df}^{8-}	3	6/7	$\leq 0,3 +0,1$	0,7 +0,2

однако, альтернатива перекрывающихся резонансов, что реализуется при увеличении мнимой части ОП (рис.3).

Интересно оценить замедление α -распада, связанное с усложнением начального состояния. Используя данные [5] можно получить фактор запрета $\gamma_{\alpha \text{осн}}^2 / \gamma_{\alpha \text{сост}}^2$ для ядер редкоземельной области. Указанное отношение приведенных ширины колеблется между 10 и 100.

Суммируя все сказанное отметим, что с помощью оптической модели можно описать средние α -ширины и получить ценные сведения о параметрах ОП для подбарьерных α -частиц.

Таблица 3

Изо- топ	Число спинов	$\langle D_{H^2} \rangle$ эВ	$\langle \Gamma_d \rangle_{\text{эВ}}$, МэВэВ	$\langle \Gamma_d \rangle_{\text{оп}}$, МкэВ	$\langle \Gamma_d \rangle_{\text{эВ}}$ $\langle \Gamma_d \rangle_{\text{оп}}$
⁶⁴ Zn	2/2	4300±800	$(2,4 \pm \frac{2}{1,5})10^2$	$(0,84 \pm 0,17)10^2$	$2,8 \pm \frac{2,5}{2,0}$
⁶⁷ Zn	1/2	700 ±250	$(8 \pm \frac{8}{5})10^2$	$(57 \pm 20)10^2$	$0,14 \pm \frac{0,14}{0,1}$
⁹⁵ Mo	6/6	80±20	11±7	25±6	0,44±0,3
¹⁰⁵ Pd ^α	3/3	13±3	≤1,3	1,05±0,24	≤1,25
¹²³ Te	6/6	30±7	2±1,3	0,7±0,17	2,85±2
¹⁴³ Nd	8/13	38±6	8±3	6±1	1,3±0,6
¹⁴⁵ Nd ^α	3/3	20±3	2,6±0,7	1,65±0,3	1,6±0,7
¹⁴⁷ Sm	19/19	6,8±1,6	2,3±0,7	4,0±1	0,58±0,25
¹⁴⁹ Sm	15/17	2,7±0,5	0,19±0,04	0,37±0,1	0,52±0,2
¹⁵¹ Eu ^α	11/1	0,85±0,14	≥0,85·10 ⁻⁴	$(1,3 \pm 0,25)10^{-4}$	≥0,65
¹⁶⁵ Gd ^α	11/1	2,0±0,4	≥1,47·10 ⁻⁴	$(9,2 \pm 2)10^{-4}$	≥0,16
¹⁷⁷ Hf	5/5	2,3±0,5	$(3 \pm 2)10^{-3}$	$(14 \pm 3)10^{-3}$	0,22±0,16
¹⁸⁷ Os	2/2	10,4±2	≤1,2	0,2±0,04	≤6
¹⁸⁹ Os	6/6	5,1±1	≤0,23	0,18±0,03	1,25

Все изученные резонансы имеют одни и те же спины.

Л и т е р а т у р а

1. Попов Ю.П. Препринт ОИЯИ ЕЗ-5483, 1970.
2. Кадменский С.Г. и др. - ЯФ, 1969, 10, 730.
3. Фаянс А.С. Препринт ИАЭ-1593, 1968.
4. Vogt E. et al. - Phys. Rev., 1970 G I, 864.
5. Альфа-бета-, гамма-спектроскопия. Т.2. Под редакцией К.Зигсана. Атомиздат. М., 1969.

АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ (n, α)

Ю.П.Попов, К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми,

В.Г.Семенов, М.Стэмпиныски, М.Флорек

(Объединенный институт ядерных исследований)

Рассматриваются особенности регистрации и спектрометрии α -частиц на мощных пучках нейтронов от импульсных источников. Приводятся основные характеристики детекторов α -частиц, разработанных в группе: газового сцинтилляционного детектора с электрическим полем и многослойной ионизационной камеры с центральным коллектором. Дано более подробное описание многосекционной пропорциональной камеры, а также α -спектрометров на базе многослойной ионизационной камеры и ионизационной камеры с наклонной мишенью.

The peculiarities of the registration and spectrometry of α -particles on powerful neutron beams of pulsed sources are considered. The main characteristics of the α -particle detectors developed in the group (gaseous scintillation detector with an electric field and multilayer ionization chamber with a central collector) are considered. More detailed description of the multisection proportional chamber and also α -spectrometers on the basis of the multilayer ionization chamber and the ionization chamber with the target inclined towards the neutron beam at an angle of 15° is given.

Экспериментальное исследование (n, α)-реакции в области резонансных энергий нейтронов представляет значительные трудности ввиду малости эффективного сечения $\sigma(n, \alpha)$, значительного фона конкурирующей реакции (n, γ) ($\sigma(n, \gamma) / \sigma(n, \alpha) = 10^6 \div 10^9$), а также малости потоков резонансных нейтронов у современных импульсных источников. В связи с этим детектирующая аппаратура, предназначенная для счета и спектрометрии α -частиц из (n, α)-реакции, должна иметь:

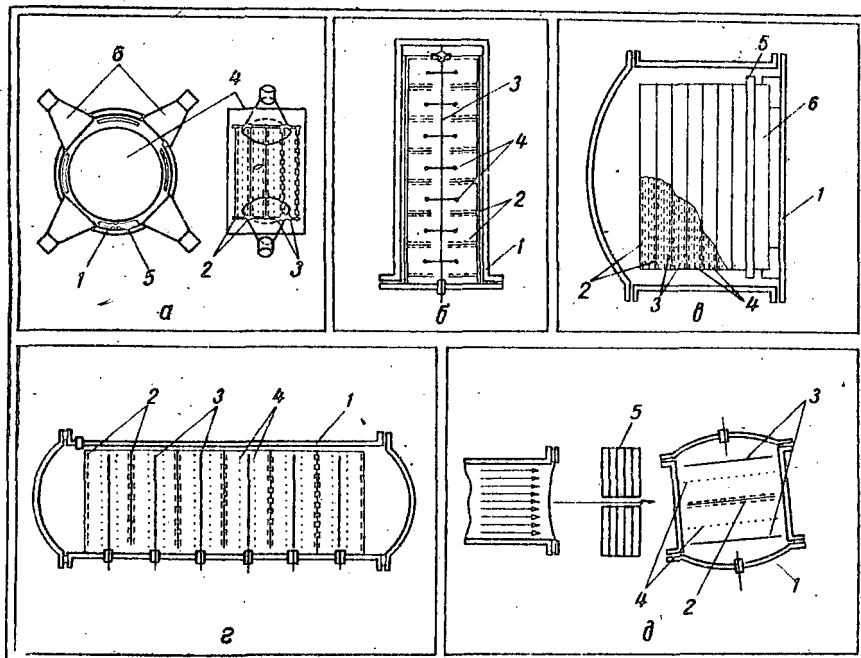
1) большую площадь мишеней, позволяющую использовать значительные количества исследуемых веществ;

2) высокую эффективность регистрации α -частиц из (n, α)-реакции;

3) крайне низкую эффективность регистрации γ -квантов из (n, γ) -реакции;

4) низкий собственный фон детектора.

Для измерения полных и парциальных α -ширин (n, α) -реакций



в группе редких реакций ЛНФ ОИЯИ разработан ряд оригинальных детекторов, показанных на рисунке. Поиск новых α -излучателей после захвата резонансных нейтронов проводится газовым сцинтилляционным детектором, многослойной ионизационной камерой с центральным коллектором и многосекционной пропорциональной камерой. α -спектрометрия проводится ионизационными камерами с сеткой. Основные характеристики перечисленных детекторов приведены в таблице I.

Газовый сцинтилляционный детектор типа, описанного в работе [1] изображенного на рисунке, а, состоит из кассеты 4 с мишенями из

Тип детектора	Площадь мишеней, см ²	Эффективность к частицам из реакции, %	Собственный фон детектора, имп/час.см ²	Разрешение детектора для энергии		Детекторы и спектрометр способны работать при мощности в диапазоне нейтронного источника 60 Мвт, сохраняя основные характеристики, а именно время после вспышки на пролетном расстоянии
				в пучке нейтронов	на пучке нейтронов	
Газовый сцинтилляционный детектор	7000	30-40	0,012 (1,5*7)	-	300	100
Ионизационная камера с центральным коллектором	4000	30-40	0,012 (7*12)	300	600	100
Многосекционная пропорциональная камера	13000	40	0,006 (1*10)	-	200	30
Двойная ионизационная камера с шелевыми коллекторами	1600	100	0,013 (5*10)	100	400	100
Большая ионизационная камера	9000	100	0,013 (5*10)	100	1200	100

исследуемого вещества 2, снабженной отражателями 5. Кассета помещается в корпус I, заполненный ксенонотом до давления 240 тор. Чувствительный объем детектора просматривается четырьмя фотоумножителями ФЭУ-49-6. Увеличение световой вспышки достигается помещением сцинтиллирующего газа в электрическое поле с напряженностью около 700 в/см, создаваемого сеточными электродами 3. Детектор снабжен системой непрерывной очистки рабочего газа.

Многослойная ионизационная камера с центральным коллектором типа использованного в работе [2], конструктивно выполнена (см. рисунок, б) в виде кассеты из пластин с нанесенным слоем исследуемого вещества 2, которые играют роль высоковольтных электродов. Роль коллектора выполняет центральная нить 3, снабженная кольцами 4, уменьшающими неоднородность поля. Корпус камеры I заполняется смесью 98% Ar + 2% CO₂ до давления 1520 тор. Камера позволяет использовать один тракт электронного усиления и имеет малую емкость.

За основу конструкции многосекционной пропорциональной камеры (см. рисунок, в) взята система двояных плоских многонитевых пропорциональных счетчиков. Камера содержит восемь идентичных двойных секций. Каждая секция состоит из двух мишеней 2, на которые наносятся слои исследуемого вещества, двух коллекторов 3 и экрана 4 между ними. Последние представляют собой кольца с вольфрамовыми нитями. Экран позволяет разграничить каждую секцию на два самостоятельных чувствительных объема, имея при этом высокую прозрачность к α -частицам, вылетающим из мишеней. Импульсы, создаваемые α -частицами в обоих чувствительных объемах отбираются логической схемой. Одна из секций камеры б имеет коллекторы с нитями в два раза меньшего диаметра, чем остальные, что позволяет при общем для всех секций напряжении достичь в ней существенно большего газового усиления, достаточного для регистрации γ -квантов из (n, γ)-реакции. Радиатор из свинца и алюминия 5 позволяет сделать эффективность этого γ -детектора пропорциональной энергии γ -квантов. Одновременное измерение выходов α -частиц и γ -квантов в резонансах улучшает точность измерений [3]. Корпус камеры I заполняется смесью Ar + (5+10)%CO₂ до давлений 288 - 760 тор. Пропорциональная камера при большой площади мишеней имеет низкий собственный фон и хорошую дискрими-

нацию импульсов от γ -квантов, что позволяет эффективно использовать ее для измерений в мощных пучках нейтронов на коротких пролетных расстояниях.

Для изучения спектров α -распада из отдельных возбужденных состояний ядер разработан ионизационный α -спектрометр, состоящий из двух ионизационных камер с сеткой (см. рисунок, г, д) и электронных схем для усиления, формирования, отбора и стабилизации импульсов по амплитудам. Ионизационные камеры состоят из мишеней 2, коллекторов 3 и сеток 4, смонтированных в корпусах 1. Рабочий газ - смесь 98% Ar + 2% CH₄ при давлении 1520 тор. Двойная ионизационная камера [4] облучается нейтронами с помощью целевого коллиматора 5 под скользящим углом (см. рисунок, д). Это позволяет значительно снизить чувствительный объем камеры, облучаемый фоновыми γ -лучами и нейтронами от реактора, а следовательно, улучшить энергетическое разрешение в расочих условиях. Информация с α -спектрометра подается в систему многопараметрической регистрации. Предусмотрена автоматическая амплитудная коррекция во время измерений.

Физические результаты, полученные с помощью описанных детекторов, приводятся в других докладах группы на этом совещании.

Л и т е р а т у р а

1. К в и т е к И., П о п о в Ю.П., Р о д и о н о в К.Г. - ПТЭ, 1967, № 2, 90.
2. П о п о в Ю.П., С т э м п и н ь с к и М. - ПТЭ, 1969, № 6, 51.
3. П о п о в Ю.П., Ф л о р е к М. - ЯФ, 1969, 9, 1163.
4. П о п о в Ю.П. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5073, 1970.

ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{27}\text{Al}(n, p)^{22}\text{Mg}$
и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$

Ю.А.Немилов, Ю.Н.Трофимов

(Радиовый институт им. В.Г. Хлопина АН СССР)

Методом активации образцов измерены функции возбуждения реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ в области энергий нейтронов 7,7 - 9,3 Мэв. Для получения монохроматических нейтронов использовалась реакция $^2\text{H}/d, n/ ^3\text{He}$.

Excitation functions of reaction $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ and $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ were measured by an activation method in neutron energy range from 7,7 to 9,3 Mev. $^2\text{H}(\alpha, n)^3\text{He}$ reaction was used for obtaining monochromatic neutrons.

Сечения реакций, вызываемых нейтронами с энергией 14 Мэв, измерены с хорошей точностью. Однако определений сечений этих процессов при других энергиях нейтронов сравнительно мало и данные разных авторов нередко значительно расходятся [1, 2]. В связи с важностью знания этих сечений для расчета реакторов на быстрых нейтронах нами предприняты измерения сечений реакций $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ методом активации в области энергий нейтронов 7,7 - 9,3 Мэв. Моноэнергетические нейтроны из реакции $^2\text{H}(\alpha, n)^3\text{He}$ получались на циклотроне Радиевского института, ускоряющем дейтроны до энергии 6,6 Мэв. Мишенями служили тонкие слои циркония или титана, насыщенные дейтерием. Изменение энергии нейтронов достигалось за счет вариаций углов экспонирования образцов. Алюминиевые мишени имели форму дисков диаметром 10 мм и толщиной 100 мк. Образцы размещались на расстоянии 45 мм от центра источника нейтронов. Время облучения колебалось в пределах 0,5 - 1,5 час. Ток пучка был 1 - 2 мка. Дейтроны через систему диафрагм сколлимированы в пятно диаметром 3 мм. Неоднородность энергий нейтронов вследствие торможения дейтронов в слое циркония и различия в углах вылета нейтронов, обусловленного конечными размерами источника и мишени, равнялось примерно 0,3 Мэв.

Счет наведенной β -активности производился в 4П пропорциональном счетчике с проточным метаном. Особое внимание уделялось чистоте мишени, что контролировалось по отсутствию активностей с другими периодами полураспада. Для определения удельной активности одновременно облучали образцы алюминия разной толщины. Удельная активность определялась экстраполяцией к нулевой толщине.

Поток быстрых нейтронов измерялся с помощью ионизационной камеры деления со слоем ^{238}U . Количество урана, загруженное в камеру, определялось по α -счету.

При определении потока нейтронов вводилась поправка на фон нейтронов. Для этого под пучок устанавливалась мишень из вольфрама со слоем циркония ненасыщенного дейтерием. Эта поправка коле-

сжалась в пределах 10 - 60%, в зависимости от угла экспонирования образца. Нейтроны из реакции развала дейтронов на дейтонах ${}^2\text{H}/\alpha$, $n/p/{}^2\text{H}$ не могли быть учтены этими измерениями и соответствующую поправку приходилось вводить расчетным путем. Нейтроны этой реакции распределяются в диапазоне 1 - 3 Мэв и не участвуют в реакции ${}^{27}\text{Al}/n,\alpha/{}^{24}\text{Na}$, порог которой равен 3,25 Мэв. Сечения реакции ${}^{27}\text{Al}/n,p/{}^{27}\text{Mg}$ (порог 1,87 Мэв) в этой области энергий меньше или порядка 1 мбарна [4], учитывая также, что количество нейтронов при наших энергиях из реакции развала дейтрона составляет всего 5% полного их количества, можно утверждать, что эти нейтроны не вносят заметного вклада в активность ${}^{27}\text{Mg}$. Но при оценке потока нейтронов следует ввести поправку на эти нейтроны. Количество актов деления ${}^{238}\text{U}$ пропорционально произведению сечения деления на интенсивность нейтронов. Эффективное сечение деления на нейтронах развала имеет вид

$$\bar{\sigma}_f = \frac{\int_0^{E_{\max}} \sigma_f \sigma^2\text{H}/\alpha, n/p/{}^2\text{H} dE}{\int_0^{E_{\max}} \sigma^2\text{H}/\alpha, n/p/{}^2\text{H} dE}$$

Поправка к счету актов деления для учета нейтронов развала находится из соотношения

$$\epsilon = \frac{\bar{\sigma}_f \int_0^{E_{\max}} \sigma^2\text{H}/\alpha, n/p/{}^2\text{H} dE \cdot 100}{\sigma_f \int_0^{E_{\max}} \sigma^2\text{H}/\alpha, n/p/{}^2\text{H} dE + \sigma_f \sigma^2\text{H}/\alpha, p/{}^3\text{He}} \quad \%$$

Используя данные работы [5], находим, что в нашем случае поправка составляла (5±1)%. Общая средняя ожидаемая ошибка складывается из следующих погрешностей измерения, %:

Неточность определения веса ${}^{238}\text{U}$	1,5
Неопределенность значения сечения ${}^{238}\text{U}$	3
Статистическая ошибка при счете актов деления	2
Неточность в определении эффективности счета активности ${}^{24}\text{Na}$ и ${}^{27}\text{Mg}$ в алюминиевой мишене	3
Ошибка, вносимая неточностью определения нейтронного фона	3
Статистическая ошибка при определении скорости счета образцов	1
Ошибки, связанные с неточностями учета геометрических условий опыта	1

Средняя квадратичная ошибка оценивается нами в 6%, а в некоторых наиболее неблагоприятных случаях она достигает 10%.

Результаты измерений вместе с соответствующими погрешностями приведены в таблице.

$E_n, \text{МэВ}$	$\sigma_{нд} \text{ } ^{27}\text{Al}/n, \alpha / \text{}^{24}\text{Na}_0$ м/барн	$\sigma_{пр} \text{ } ^{27}\text{Al}/n, p / \text{}^{27}\text{Mg}_0$ м/барн
9,3	82±5	92 ± 7
9,05	78±6	98± 9
8,6	77±8	92 ±10
8,0	-	75 ± 8
7,7	43±5	-

Кривые функции возбуждения, полученные нами и известные из литературы, показаны на рис. 1 и 2.

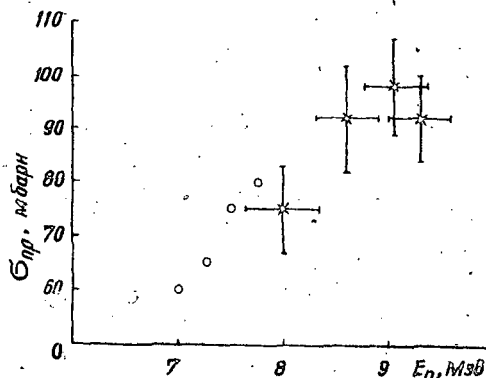
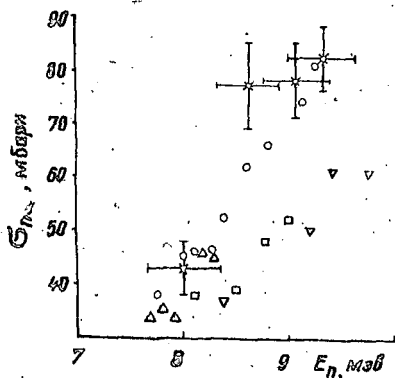


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{27}\text{Al}/n, \alpha / \text{}^{24}\text{Na}$:
* - настоящая работа;
○ - данные работы [3];
□ - [6]; Δ - [7]; ▽ - [1].

Рис. 2. Функция возбуждения реакции $^{27}\text{Al}/n, p / \text{}^{27}\text{Mg}$:
* - настоящая работа;
○ - данные работы [4].

наши результаты для реакции $^{27}\text{Al}/n, p / \text{}^{27}\text{Mg}$ хорошо согласуются с измерениями работы [4]. Для реакции $^{27}\text{Al}/n, \alpha / \text{}^{24}\text{Na}$ найденные нами значения сечений близки к результатам работы [3] и несколько выше, чем в работах [1] и [6].

Л и т е р а т у р а

1. L i v k i e n H., P a u l s e n A. Compilation of cross sections for some neutron induced threshold reactions. *Euratom*, 1961.
2. А ба г я н Л.П., За х а р о в а С.М. - Бюлл. информ. центра по ядерн. данным. Вып.2, 167, 1965.
3. B u t l e r Y.P., S a n t r y D.C. - *Can. J. Phys.*, 1963, 41, 372.
4. Neutron Cross Sections. BNI-325, 1958.
5. С т а н д б е р г Л., А р м с т р о н г А.Н., Н е н к е л В.Л. *Phys. Rev.*, 1956, 104, 1639.
6. G r u n d l Y.A., Н е н к е л В.Л., Р е г к и н с В.Л. - *Phys. Rev.*, 1958, 109, 425.
7. S c h m i t t M.W., H a l p e r i n Y. - *Phys. Rev.*, 1961, 121, 827.

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $C^{12}(n,p)B^{12}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

В.Е.Аблесимов, Е.К.Бонюшкин, А.П.Моровов
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ИК АЭ СМ СССР)

Измерено сечение реакции $C^{12}(n,p)B^{12}$ вблизи порога. Нейтроны получались из реакции $T(d,n)He^4$. Цилиндрический пластический сцинтиллятор диаметром 16 см и высотой 6 см служил углеродсодержащей мишенью и позволял регистрировать акты β -распада B^{12} . Сечение оказалось равным $1,2 \pm 0,2$ мб при энергии нейтронов 14,8 Мэв и $0,8 \pm 0,2$ мб при E , равном 14,1 Мэв.

The cross section for the $C^{12}(n,p)B^{12}$ reaction near the threshold has been measured. The neutrons were obtained from the $T(d,n)He^4$ reaction. A cylindrical plastic scintillator 16 cm in diameter and 6 cm in length served as the carbon-containing target and permitted the counting of the B^{12} decay beta rays. The cross section is found to be $1,2 \pm 0,2$ mb at 14,8 MeV and $0,8 \pm 0,2$ mb at 14,1 MeV.

Измерено сечение реакции $C^{12}(n,p)B^{12}$ при энергии нейтронов в 14,1 и 14,8 Мэв. Энергетический порог реакции $E_{\text{пор}}$ равен 13,65 Мэв. Образующееся ядро B^{12} претерпевает β -распад ($T_{1/2} \sim 20$ мсек, $E_{\beta \text{max}}$ равно 13,4 Мэв) в основное состояние

СИЗ [17]. При определении величины сечения использовался активационный метод.

В литературе имеются данные о сечении указанной реакции в области энергий нейтронов 14,9+22,0 Мэв [2,37]. Данные о величине сечения в непосредственной близости к порогу реакции отсутствуют. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Нейтроны с энергией 14,1 и 14,8 Мэв получались из реакции $T(\alpha, n) He^4$ на низковольтном генераторе ДТ-нейтронов. Энергия падающих на мишень (ZrT) дейтронов E_d составляла 160 кэв.

Генератор работал в импульсном режиме с длительностью импульса облучения 115 мсек, достаточной для доведения активности облучаемого образца до насыщения. Частота повторения импульсов ~ 4 имп/сек. Форма импульсов нейтронов была практически прямоугольной с временем нарастания ~ 1 мсек. Такой режим работы генератора обеспечивался отклонением пучка дейтронов в импульсном электростатическом поле. Мониторирование потока нейтронов осуществлялось тремя независимыми способами: по счету α -частиц, сопровождающих вылет нейтронов, "всеволоным" счетчиком и камерой деления с тонким слоем Nr^{237} . Точность определения абсолютного нейтронного потока не хуже 10%.

Детектор состоял из образца-цилиндра из углеродсодержащей сквитализирующей пластмассы ($\sim 98\% C_8H_8$; $2\% C_8H_{14}$; $0,06\% POPOP$) диаметром 160 мм и высотой 60 мм в сочетании со спектрометрическим фотоумножителем ФЭУ-49.

Временной интервал между нейтронными импульсами (150 мсек) использовался для регистрации числа образовавшихся в образце ядер B^{12} .

Регистрация проводилась путем записи кривой распада B^{12} с помощью 19-канального временного анализатора с шириной канала 5 мсек. Схема предусматривала циклическое накопление информации для достижения необходимой статистической точности измерений.

Измерения проводились под углами $\gamma = 0^\circ, 90^\circ$ и 150° (энергия нейтронов 14,8; 14,1; 13,4 Мэв, соответственно) по отношению к направлению дейтронного пучка. Измерения при $\gamma = 150^\circ$ служили фоновыми, так как при таком значении в потоке практически отсутствуют нейтроны с энергией, превышающей порог изучаемой реакции.

Начальная скорость счета актов распада B^{12} определялась экстраполяцией кривой распада к моменту окончания нейтронного импульса. Скорость счета B^{12} в начальном участке кривой распада превышала скорость счета фона в 5-7 раз. Период полураспада, по

которому проводилась экстраполяция, получен усреднением по всей совокупности измерений и составлял $19,3 \pm 0,5$ мсек. Вклад в активацию образца, обусловленный рассеянными нейтронами, практически отсутствовал, что установлено из измерений с медным "теневым" конусом и изучения зависимости скорости счета V^{12} от расстояния детектора до мишени.

Абсолютная эффективность регистрации β -частиц вычислена и определена экспериментально изучением зависимости скорости счета актов распада V^{12} от порога дискриминации для трех образцов высотой 20, 30 и 60 мм. При определении эффективности учитывалась поправка на краевой эффект в образце. Результаты вычислений и экспериментального определения эффективности хорошо совпали друг с другом.

Калибровка энергетической шкалы дискриминатора проводилась по верхним границам аппаратурных спектров комптоновских распределений для γ -источников Zn^{65} ($E = 1,19$ Мэв) и $Ra-74(E_\gamma = 2,6$ Мэв)

При определении ослабления потока нейтронов в образце принято во внимание, что часть упруго рассеянных нейтронов остается над порогом реакции.

Разброс падающего потока нейтронов по энергии определялся потерей энергии дейтронов в материале мишени ($Z=1$) и конечными угловыми размерами образца и составлял $\pm 0,2$ Мэв.

В результате измерений получены следующие величины сечений реакции $C^{12}(n, p)V^{12}$:

$$\sigma_{np} = 1,2 \pm 0,2 \text{ мбар при } E_n = 14,8 \pm 0,2 \text{ Мэв;}$$

$$\sigma_{np} = 0,8 \pm 0,2 \text{ мбар при } E_n = 14,1 \pm 0,2 \text{ Мэв.}$$

Полученные результаты согласуются с данными работ [2,3] и продолжают их в энергетическую область, более близкую к порогу реакции.

Л и т е р а т у р а

1. Д ж е л е п о в Б.С., П е к е р Л.К. Спектры резонанса радиоактивных ядер, 1966.
2. К е р н et al. - Phys. Rev., 1959, 113, 590.
3. Р и м м е р et al. - Nucl. Phys., 1968, A108, 567.

ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ СОСТАВНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ

$A=130-200$ И ДРУГИЕ ЯДЕРНЫЕ СВОЙСТВА

В.П.Вертебный, А.И.Кальченко,

М.В.Пасечник

(Институт ядерных исследований АН УССР)

По методу времени пролета на реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР в последнее время получены сведения о нейтронных резонансах для большого количества ядер в диапазоне массовых чисел $A=130 \div 192$. Эти данные использованы для определения плотности уровней составных ядер вблизи энергии возбуждения, равной энергии связи. В работе приводятся сведения о зависимости среднего расстояния между уровнями при фиксированной энергии возбуждения от числа нейтронов в ядре.

Neutron time-of-flight measurements were fulfilled during the last time on the reactor of the Institute of Nuclear Research (Kiev) and the results were obtained on the neutron resonance levels for nuclei in the region $A = 130 \div 192$. These data were used to get the level densities of the compound nuclei for the excitations near the neutron bound energy. The dependence of the level densities for the fixed excitation energy on the number of neutrons in the nuclei is also discussed in this paper.

Особенности энергетической зависимости плотности уровней составных ядер $\rho(E)$ представляют первостепенное значение для статистической теории ядра. Только эксперименты с медленными нейтронами пока позволяют однозначно определить плотность уровней с заданным спином и четностью; однако энергия возбуждения при этом фиксирована - она близка к энергии связи нейтрона B_n . Другие методы позволяют определить $\rho(E)$, но неоднозначно.

Энергии связи B_n отдельных изотопов хотя и близки, но все же заметно отличаются друг от друга. Если определены средние рас-

стояния между уровнями $D_{набл}$ по нейтронным резонансам для изотопов одинаковой парности, то какие заключения можно сделать об изменении расстояний между уровнями от изотопа к изотопу при одинаковой энергии возбуждения? Параметр α , определенный по известной формуле для плотности уровней

$$\rho = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{\alpha U_{эфф}})}{12 \alpha^{1/4} U_{эфф}^{5/4}} \cdot \frac{(2J+1) \exp[-(J+1/2)/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3}, \quad (1)$$

не дает ответа, т.к. в основном величина ρ определяется произведением $\alpha U_{эфф}$, причем $U_{эфф}$ в настоящее время не может быть выбрано однозначно. Поэтому для сопоставления свойств соседних изотопов желательно наблюдаемые на опыте расстояния привести к одной и той же энергии возбуждения, что ранее применялась в Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова [1]; она нам кажется наиболее удобной. Для приведения можно использовать какую-нибудь удачную эмпирическую систематику. Например, систематики [2,3] предсказывают абсолютное значение \bar{D} с точностью до множителя ~ 2 . Это значит, что величина показателя экспоненты в формуле [1] определена с точностью $\sim 0,7$. При удачном выборе энергии приведения ΔU составит $\pm 0,5$ Мэв и, следовательно, ошибка результата приведения будет не более 10-15%. Для приведения нами использовалась формула

$$\bar{D}_0(6,5 \text{ Мэв}) = D_{набл} (2J+1) \left(\frac{6,5 - P_2}{B_n - P_2} \right)^2 \exp \left[2\sqrt{\alpha(B_n - P_2)} \left(1 - \sqrt{\frac{6,5 - P_2}{B_n - P_2}} \right) \right],$$

причем, $\alpha(B_n - P_2)$ было определено из величины $D_{набл}$; P_2 - парная энергия - заимствовано из работы [3]. Для анализа нами выбраны четно-четные ядра - мишени в интервале $A=130-200$, потому что для них сейчас имеется наибольшее количество данных; J в этом случае равно $1/2$. При этом были использованы результаты работ, выполненных как в Институте ядерных исследований АН УССР [4], так и в других лабораториях [5]. Энергия возбуждения, к которой приведены данные, составляет 6,5 Мэв.

Приведенные расстояния в зависимости от числа нейтронов в составном ядре изображены на рис.1. Отметим характерные особенности наблюдаемой зависимости:

1) gross-структура - максимумы в \bar{D}_0 при $N = 82, 126$ и где-то между $N \approx 100-110$ и минимумы при $N \approx 90$ и $N \approx 115$;

2) для каждого семейства изотопов имеется характерная зависимость \bar{D}_0 от N . Если $N < 90$, то \bar{D}_0 увеличивается по мере приближения к $N = 82$; аналогичная ситуация при $N > 115$ - по мере приближения к $N = 126$. В промежутке между $N = 90$ и 115 для целого ряда семейств изотопов имеются максимумы при $N \approx 100-110$. На рис. 2 [6] приведена зависимость параметра α от числа нейтронов для нечетно-нечетных составных ядер. В этом частном случае

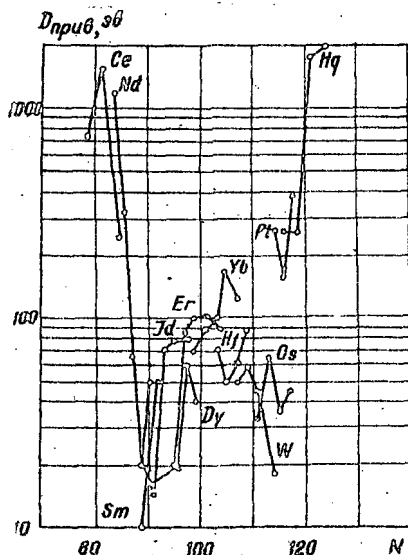


Рис.1. Зависимость \bar{D}_0 от числа нейтронов.

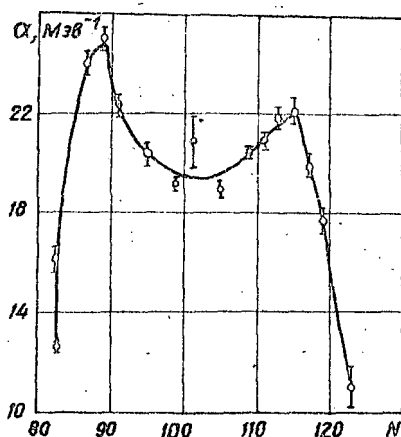


Рис.2. Зависимость параметра α от числа нейтронов N для нечетно-нечетных ядер.

зависимость параметра α от N отображает и зависимость \bar{D}_0 от N . Общий ход совпадает с gross-структурой для четно-нечетных составных ядер.

Прежде чем обсуждать эти особенности, отметим некоторые корреляции их с другими свойствами атомных ядер. На рис.3 показана зависимость средних расстояний между уровнями (независимо от их природы!) \bar{a} вблизи основного состояния, полученными по данным

главным образом из (α, p) реакций для четно-нечетных составных ядер. Величина $\bar{\alpha}$ определялась по формуле

$$\bar{\alpha} = E_{N+1} / N,$$

где E_{N+1} - энергия самого высокого уровня, принимаемого во внимание; $N+1$ - число наблюдаемых уровней. Оно было принято равным 15, чтобы сгладить флуктуации, но при этом иметь достаточно объемный массив данных. Между $\bar{\alpha}$ и \bar{D}_0 имеются корреляции, как в отношении изотопной зависимости, так и в отношении gross-структуры. Любопытно, что для каждого класса ядер ч-ч, ч-н, н-н, н-ч $\bar{\alpha}$ в зависимости от N группируются по семействам.

На рис. 4 и 5 изображена зависимость P_0 и P_2 от N по данным [17]. Видна gross-структура - минимум при $N = 82, 126$ и где то при $N \approx 100-110$, максимум при $N \approx 90$ и $N \approx 115$ и изотопная зависимость.

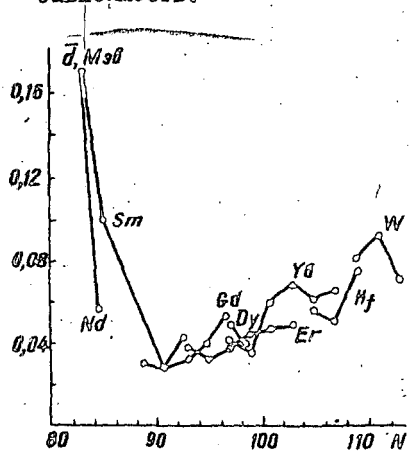


Рис.3. Зависимость $\bar{\alpha}$ от числа нейтронов N .

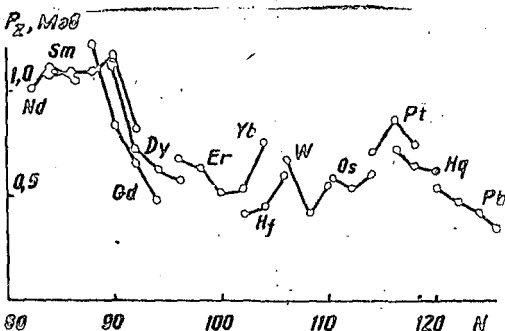


Рис.4. Энергия спаривания нейтрона как функция N .

Все перечисленное свидетельствует о выделенности ряда свойств ядер с числом нейтронов $N=82, 126$ и $N \approx 100-110$ (в зависимости от элемента). Имеется в виду, что ядра с $N \approx 100-110$ обладают в какой-то мере свойствами, подобными магическим ядрам. Это базируется на естественном объяснении в расчетах плотности одночастичных состояний вблизи уровня Ферми, выполненных В.М.Струтинским [87]. Как показано в работе [9] с изменением деформации изменяется

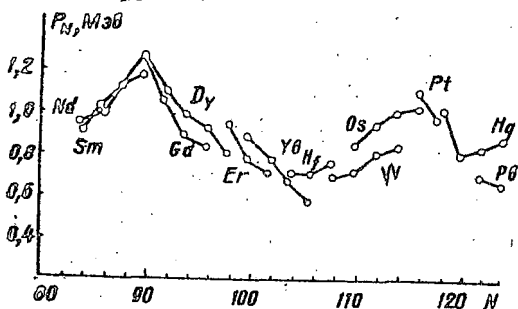


Рис.5. Энергия спаривания протона как функция N .

положение замкнутых оболочек. Известно, что для магических ядер P_N минимально, что связано с разрежением одночастичных состояний вблизи уровня Ферми. Поэтому ход $P(N)$ и минимум в $P(N)$ при $N \approx 100-110$, видимо, связаны также с разрежением одночастичных состояний. Если бы плотность уровней составного ядра при $E_{0255} = 6,5$ Мэв определялась лишь плотностью одночастичных состояний g ,

то вне всякого сомнения, что экспериментальные закономерности должны объясняться закономерностями в плотности одночастичных состояний вблизи уровня Ферми, так как экспериментальная зависимость $P(N)$ только подчеркивает особенности $g(N)$. В действительности, определенная на опыте энтропия деформированных ядер больше на 20-30%, чем расчетное значение, если учитывать лишь одночастичные степени свободы. Различие может быть связано с тем, что необходимо учитывать при расчете $\rho(E)$ коллективные степени свободы, но неизвестно как это сделать достаточно корректно. Наблюдаемые закономерности в $\bar{a}(N)$ при низких возбуждениях ядер свидетельствуют о том, что общие закономерности в зависимости от N , связанные с коллективными степенями, похожи на закономерности в зависимости $g(N)$.

В заключение отметим, что вопросы, связанные с gross-структурой параметра a в зависимости от N , обсуждались также в работах [9].

Л и т е р а т у р а

1. А д а м ч у к Ю.В. и др. Препринт ИАЭ, № 355, М., 1962.
2. Ш у б и н Ю.Н. и др. Конф. по ядерным данным, 1966. Париж, CN 23/10; М а л ы ш е в А.В. - ЖЭТФ, 1963, 43, 316.

3. Gilbert A., Cameron A.G.W. - Can. Journ. Phys., 1965, 43, 1446.
4. Вертебный В.П. и др. Материалы Международной конференции по ядерной физике, 1967. Токио; Бюллетень ИЯД ГКИАЭ СССР, в.4, 1967 и в.3, 1966; в.5,6, 1968; УФЖ, 1968, 13, 679, 1968, 13, 516; 1968, 13, 2084; УФЖ, 1969, 14, 227; УФЖ, 1970, 12. Программа и тезисы 21-го Совещания по ядерной спектроскопии, М., 1971.
5. Neutron Cross Sections, BNL - 325. - Suppl. 1966, N 2.
6. Писанко Ж.И. Автореф. канд. дисс. К., 1970.
7. Duskworth H.E. et al. - Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 592.
8. Струтинский В.М. - ЯФ, 1966, 3, 614.
9. Фурман В.И., Попов А.Б. Препринт ОИЯИ, Р-4 3925, 1965.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ С
ИЗОТОПАМИ РЯДА ЭЛЕМЕНТОВ В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ
168-192

В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.В.Колотый,
М.В.Пасечник, В.А.Пшеничный, Ж.И.Писанко,
В.К.Рудишин

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Для изучения изотопной зависимости плотности уровней проведены измерения высокообогащенных образцов Os^{186} , Os^{187} , Os^{189} , Os^{190} , Os^{192} и Yb^{168} в области энергий 0,02-1000 эв. Приведенные расстояния между уровнями для изотопов Os изменяются незначительно, хотя и находятся в области второго минимума в интервале $A=130 \pm 208$. Обращается внимание на аномально малое значение S_0 - слово-вой функции Os^{192} .

In order to study the isotopic dependence of nuclear level density the measurements of the high-enriched samples of Os^{186} , Os^{187} , Os^{189} , Os^{190} , Os^{192} and Yb^{168} were carried out in the neutron energy region of 0,02 - 1000 eV. Reduced level spacings for the isotopes of Os are changed insignificantly though they are in the area of the second minimum in the interval of $A = 130 - 208$. It takes notice of the anomalously small value of S_0 - neutron strength function for Os^{192} .

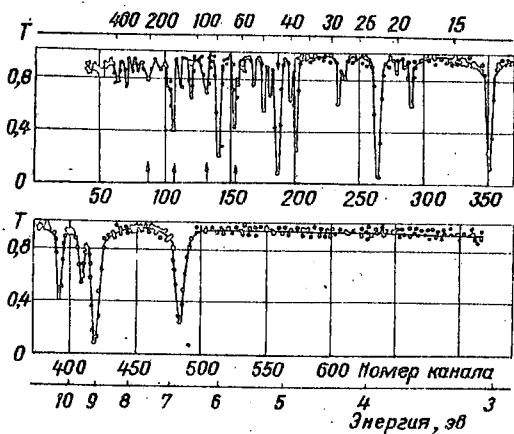


Рис.1.
Пропускание изотопа
 Os^{186} .

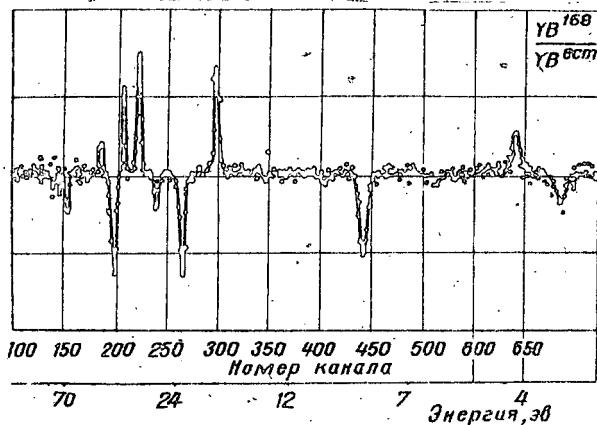


Рис.2.
Пропускание изотопа
 Os^{187} .

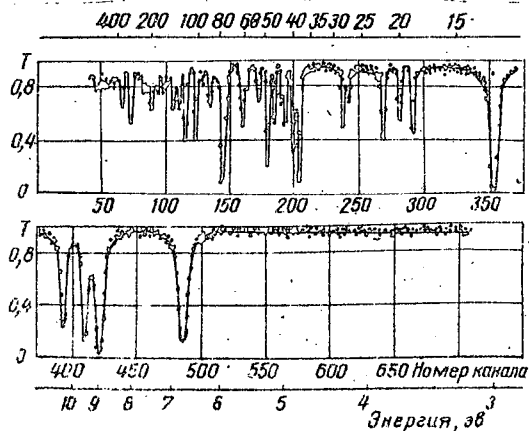


Рис.3.
Отношение пропуска-
ний образцов Yb^{168}
и природного иттер-
бия.

На реакторе ВВР-М измерялось пропускание образцов, обогащенных изотопами Os^{186} , Os^{187} , Os^{189} , Os^{190} и Os^{192} ; Yb^{168} , а также образцов природного осмия, иттербия для нейтронов в диапазоне энергий 0,02–1000 эв. Измерения в резонансной области выполнялись для исследования изотопной зависимости плотности уровней. Представляет интерес также определение радиационных ширин, для значений которых в этой области массовых чисел наблюдаются колебания и, наконец, данные о плотности уровней для Os^{186} , Os^{187} и Yb^{168} представляют некоторый интерес в связи с проблемой происхождения элементов [1]. Измерения на образцах, обогащенных Yb^{168} , Os^{186} , Os^{190} и Os^{192} , выполнялись впервые. Для Os^{187} , Os^{189} ранее в более узком диапазоне энергий сведения о резонансах были получены в работах [2,3]. В работе [4] суммированы все данные для Yb^{168} .

В табл.1 приведены сведения об основных свойствах образцов. Осмий использовался в виде металлического порошка; иттербий – в виде Yb_2O_3 .

На рис.1 и 2 показана зависимость пропускания от энергии нейтронов для образцов Os^{186} , Os^{187} , на рис.3 – зависимость отношения пропускания образца Yb^{168} к пропусканию образца природного иттербия с почти равным количеством изотопа Yb^{171} . Так как в последнем образце концентрация изотопа Yb^{173} больше, чем в образце Yb^{168} , то все резонансы Yb^{173} выглядят в виде пиков выше некоторой средней линии; резонансы Yb^{168} и Yb^{170} – в виде провалов ниже средней линии. Резонансы Yb^{173} не проявляются вообще.

В табл.2 и 3 представлены обнаруженные резонансы и их параметры; там же указан метод определения этих параметров. В табл.4 даны средние наблюдаемые расстояния между уровнями для четно-четных изотопов и их приведенные значения к энергии возбуждения 6,5 Мэв. Идентификация уровней в случае изотопов осмия основана преимущественно на закономерностях изменения пропускания в резонансе на различных образцах. В случае изотопа Yb^{168} для идентификации привлечены также данные по Yb^{170} , полученные в [5]. При этом некоторые затруднения возникают с уровнями в диапазоне 8,40 и 67 эв, так как с той же энергией обнаружены уровни у Yb^{170} .

Образец		Изоотп													
		O_s 184	O_s 186	O_s 187	O_s 188	O_s 189	O_s 190	O_s 192	Y_b 168	Y_b 170	Y_b 171	Y_b 172	Y_b 173	Y_b 174	Y_b 176
O_s	186	c	0,05	42,1	9,6	17,9	9,2	10,5	10,7						
		n	0,0016	18,4726	3,0721	5,7288	2,9441	3,9602	3,4242						
O_s	187	c	0,05	1,0	28,7	39,8	14,0	8,8	7,7						
		n	0,0017	0,8462	9,9359	18,7788	4,8468	3,0466	2,6657						
O_s	189	c	0,05	0,2	0,5	1,8	88,9	6,4	2,2						
		n	0,0186	0,0735	0,1828	0,6547	32,1637	2,3033	0,7835						
O_s	190	c	0,05	0,05	0,05	0,9	3,8	85,3	10,0						
		n	0,0195	0,0195	0,0195	0,3511	1,4823	38,2729	3,9007						
O_s	192	c	0,1	0,1	0,1	0,4	0,3	2,8	96,5						
		n	0,0146	0,0146	0,0146	0,5859	0,4395	4,1016	141,3600						
O_s	"ест"	c	0,018	1,59	1,64	13,3	16,1	27,4	41,0						
		n	0,0112	0,9803	1,0057	8,1125	9,7683	15,9353	24,4873						
Y_b	168	c	17,1	11,3	22,6	19,0	10,0	15,5	4,5						
		n	5,93	3,90	7,80	6,60	3,45	5,40	1,50						
Y_b	"ест"	c	0,14	3,03	14,31	21,82	16,13	31,84	12,73						
		n	0,02719	0,5818	2,7318	4,1413	3,0437	5,9736	2,5747						
Y_b	"ест"	c	0,14	3,03	14,31	21,82	16,13	31,84	12,73						
		n	0,06962	1,4895	6,9937	10,6020	7,7921	15,2928	6,0793						

П р и м е ч а н и я: 1) c - концентрация изотопа, %; 2) n - концентрация изотопа в образце, 10^{20} яд/см².

Т а б л и ц а 2

Уровни изотопов O_s

Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_D^0, \text{МэВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{МэВ}$ метод определения	Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$
186					
1	$22,37 \pm 0,08$	2,01	$\Gamma_\gamma = 85; A_E$	4	$89,5 \pm 0,7$
2	$44,3 \pm 0,25$	-	-	5	136 ± 1
3	$65,9 \pm 0,45$	3,7	$\Gamma_\gamma = 85; A_E$	6	274 ± 4
O_s 188					
1	$38,4 \pm 0,2$	$7,9 \pm 0,5$	$\Gamma_\gamma = 85; A_E$	4	314 ± 5
2	$78,5 \pm 0,5$	-	-	5	332 ± 5
3	187 ± 2	-	-	-	-
O_s 190					
1	$11,14 \pm 0,03$	-	-	4	$165 \pm 1,5$
2	$90,8 \pm 0,7$	-	-	5	$323 \pm 5(?)$
3	144 ± 1	-	-	6	563 ± 10
O_s 192					
1	$20,33 \pm 0,08$	$(1,7 \pm 0,5) 10^3$	$\Gamma_\gamma = 85; A_E$	4	523 ± 10
2	$126 \pm 1(?)$	-	-	5	585 ± 11
3	241 ± 3	-	-	6	717 ± 16

Продолжение табл. 2

 $\sigma_s 187$

Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$	$2g/n, \text{МэВ}$	Примечание	Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$
1.	$9,46 \pm 0,02$	0,83	$\gamma - 130, \pm 30, A_E, \phi$	9	$876 \pm 0,7$
2.	$12,70 \pm 0,03$	$3,84 \pm 0,056$	$\gamma - 85, A_E$	10	124 ± 1
3.	$20,19 \pm 0,07$	$0,50 \pm 0,03$	$\gamma - 85, A_E$	11	386 ± 6
4	$40,4 \pm 0,2$	4,5	$\gamma - 85, A_E$		
5	$43,4 \pm 0,22$	-	-		
6	$47,3 \pm 0,26$	3,2	$\gamma - 85, A_E$		
7	$50,0 \pm 0,3(?)$	$12,16 \pm 0,7$	$\gamma - 85, A_E$		
8	$63,4 \pm 0,4$	18	$\gamma - 85, A_E$		

 $\sigma_s 189$

1	$6,75 \pm 0,01$	$1,16 \pm 0,04$	$\gamma - 97 \pm 6, A_E, \phi$	10	$38,41 \pm 0,2$
2	$8,97 \pm 0,02$	$2,8 \pm 0,2$	$\gamma - 72 \pm 26, A_E, \phi$	11	$41,2 \pm 0,2$
3	$10,30 \pm 0,03$	$1,2 \pm 0,1$	$\gamma - 117 \pm 15, A_E, \phi$	12	$43,0 \pm 0,2$
4	$18,69 \pm 0,07$	$1,4 \pm 0,1$	$\gamma - 85, A_E, \phi$	13	$50,0 \pm 0,3$
5	$22,04 \pm 0,08$	2,1	$\gamma - 85, A_E$	15	$60,3 \pm 0,4$
6	$22,71 \pm 0,08(?)$	-	-	16	$64,2 \pm 0,4$
7	$27,48 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	$\gamma - 85, A_E$	17	$74,3 \pm 0,5$
8	$28,18 \pm 0,12$	1,7	$\gamma - 85, A_E$	18	$86,9 \pm 0,6$
9	$30,18 \pm 0,12$	-	-	19	$90,8 \pm 0,7(?)$
14	$54,13 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,3$		20	$103 \pm 1,0$

Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$	Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$	Номер п.п.	$E_0, \text{эВ}$
21	108 ± 1	26	$138 \pm 1,2$	31	200 ± 2
22	$116 \pm 1(?)$	27	$144 \pm 1,2$	32	214 ± 3
23	116 ± 1	28	$155 \pm 1,5$	33	235 ± 3
24	$120 \pm 1,2(?)$	29	$161,5 \pm 1,5$	34	260 ± 4
25	$126 \pm 1,2$	30	$172 \pm 2(?)$	35	$323 \pm 5(?)$

П р и м е ч а н и я: 1) если не указана ошибка γ , то оно принято равным 85 МэВ или 90 МэВ; 2) A_E - метод площадей; 3) ϕ - метод формы.

Т а б л и ц а 3
Резонансные параметры γ_{β}^{168}

Номер п.п.	E_0 , эв	Γ_{β}^0 , Мэв	Γ_{γ} , Мэв	Метод определения	Номер п.п.	E_0 , эв
1	$E_0 < 0$				11	78,5 ± 0,5
2	0,600 ± 0,008	2,66 ± 0,26	90 ± 6	A_E, Φ	12	80,7 ± 0,6
3	3,925 ± 0,008	0,053 ± 0,006	75 ± 25	"	13	253 ± 4
4	8,17 ± 0,03	-	-	-	14	289 ± 4
5	9,74 ± 0,03	0,05 ± 0,02	140 ± 30	A_E, Φ		
6	22,60 ± 0,05	10,5 ± 1,1	90	A_E		
7	27,48 ± 0,1	1 ± 0,4	90	A_E		
8	40,8 ± 0,2	-	-	-		
9	56,8 ± 0,4(?)	-	-	-		
10	66,7 ± 0,4	8,4 ± 1,0	90	A_E		

П р и м е ч а н и е: 1) если не указана ошибка Γ_{γ} , то оно принято равным 85 Мэв или 90 Мэв; 2) A_E - метод площадей; 3) Φ - метод формы.

Т а б л и ц а 4

Средние расстояния между уровнями для изотопов
 O_s и γ_{β}^{168}

Изотоп	D , эв	D_0 , эв
O_s^{186}	25 ± 6	33
O_s^{187}	7,5 ± 1,5	-
O_s^{188}	75 ± 1,8	67
O_s^{189}	3,5 ± 0,7	-
O_s^{190}	52 ± 17	37
O_s^{192}	140 ± 30	51
O_s^{193}	4,5 ± 1	16

П р и м е ч а н и е: 1) D - среднее наблюдаемое расстояние между уровнями; 2) D_0 - приведенное значение расстояния и энергии возбуждения 6,5 Мэв и $J = 0$.

В этом случае критерием для идентификации была величина приведенной нейтронной ширины. У U^{238} наблюдаются некоторые резонансы, которые имеются и у других редких земель. Тем не менее их, кроме уровня 5,98 (0,07% σ_r^{167}), нельзя приписать примесям.

Приведенные расстояния между уровнями изотопов осмия от изотопа к изотопу изменяются незначительно. Однако в рамках gross-структуры зависимость D_0 от числа нейтронов изотопов осмия падает в район второго минимума в интервале $A = 230-208$. Обращает на себя внимание, что, хотя мы имели исключительно толстый высокообогащенный образец Os^{192} резонансы в нем проявляются слабо. Возможно, это связано с аномально малой величиной силовой функции Os^{192} по сравнению с $Os^{190}, 187, 186$. Причина этого не ясна, предполагается провести дополнительные опыты для исследования этого эффекта. Хотелось бы отметить, что некоторые уровни Os^{189} , приведенные в работе [2], нами не наблюдались. Все неидентифицированные ранее уровни осмия [6] в результате этих экспериментов удалось идентифицировать, кроме того было найдено большое количество уровней, которые ранее нигде не сообщались. у Os^{192} нерезонансные полные сечения имеют следующие значения при 1,5, 25, 55 и 300 эв соответственно 17,8; 17,8; 15,1; 13,7 и $11 \pm 0,6$ барн.

Л и т е р а т у р а

1. Clayton D.D. - Astrophys. J., 1964, 139, 637.
2. Jackson H.E., Lupin J.K. - Phys. Rev., 1961, 124, 1142.
3. Вертебни И.В.П. и др. - УФЯ, 1969, 13, 1967.
4. Neutron Cross Sections, BNL-325, Suppl. 1966, 2, 147.
5. Mughabghab S.F. - Chrien R.E. BNL-325, Suppl. 1966, 2,
6. Игнатъев К.Г., Солдатов А.Н., Сухоручкин С.И. Ядерно-физич. исследования в СССР, вып. I, 1965, 19.

ДАЛЬНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РАССТОЯНИЯХ МЕЖДУ НЕЙТРОННЫМИ
УРОВНЯМИ КАК ВОЗМОЖНОЕ СЛЕДСТВИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ
ОДНОЧАСТИЧНЫХ ЯДЕР

С.И. Сухоручкин

(Институт теоретической и экспериментальной физики
ГК АЭ СМ СССР)

На основе анализа экспериментальных данных по положениям уровней одночастичных ядер в районе кислорода, кальция и свинца делается вывод о существовании эффекта стабилизации энергий возбуждения при заполнении ядерных оболочек.

From the analysis of experimental data on the positions of excited nuclear levels conclusion can be drawn on existence of stabilising effect of nuclear shells found earlier.

В связи с появлением новых экспериментальных данных о корреляциях в расстояниях между нейтронными уровнями у целого ряда ядер [1], целесообразно было провести дополнительную проверку ранее обнаруженного "стабилизирующего эффекта оболочек" [2], который предположительно является причиной возникновения тонкой и сверхтонкой структуры (ТС и СТС) в расстояниях между нейтронными уровнями [3,4].

"Стабилизирующий эффект оболочек" характеризуется следующей закономерностью: у ядер с заполняющейся оболочкой положения ряда возбужденных уровней оказывались весьма близкими друг к другу и при сравнении таких эффектов на разных оболочках выделенные интервалы имели тенденцию к совпадению. Благодаря этому, при рассмотрении суммарного распределения положений возбужденных уровней (E^*) большого числа ядер (например, при рассмотрении гистограмм распределения E^*) в этих суммарных распределениях обнаруживались регулярно-расположенные максимумы.

На рис.1 показаны примеры близости для областей энергии возбуждения $E^* \sim 510$ кэВ и $E^* \sim 780$ кэВ, где ранее находились наиболее отчетливые максимумы суммарного распределения E^* (все данные взяты из недавней компиляции [5] $A = 91-117$).

На рис.2 и 3 стрелками отмечены положения ранее найденных

$A=91-117$

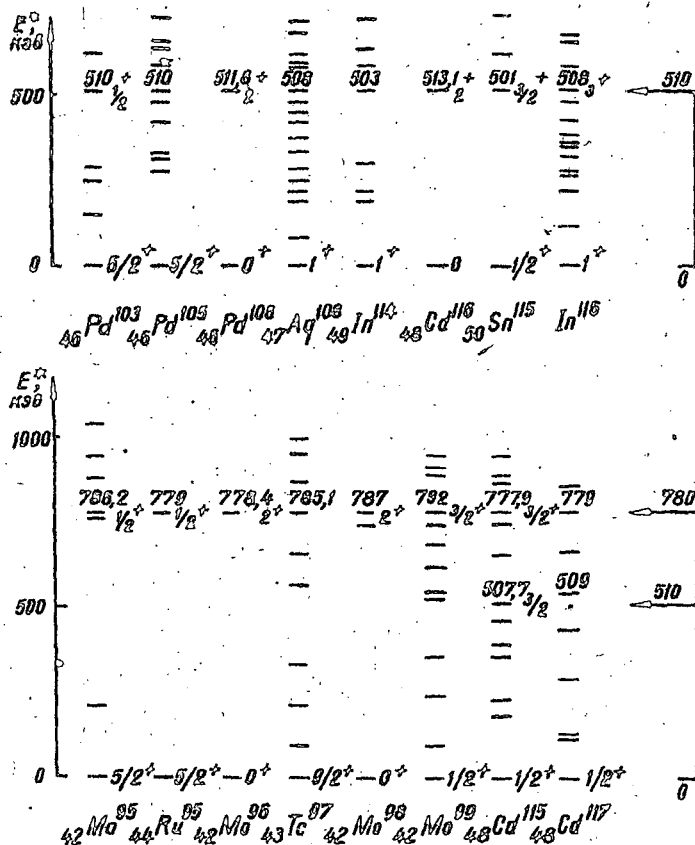


Рис. I. Возбужденные уровни ядер с $A=91-117$, группирующиеся вокруг значений 510 и 780 кэВ [2].

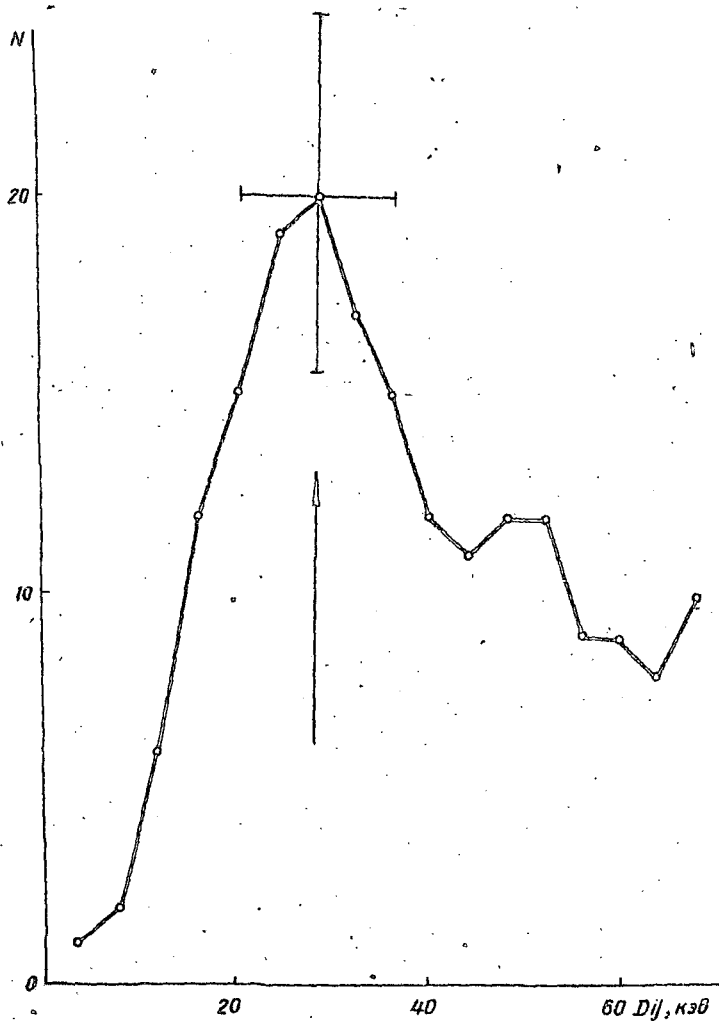


Рис.2. Идеогистограмма распределения взаимных расстояний между возбужденными уровнями ряда K^{40} . Интервал усреднения ± 8 кэВ.

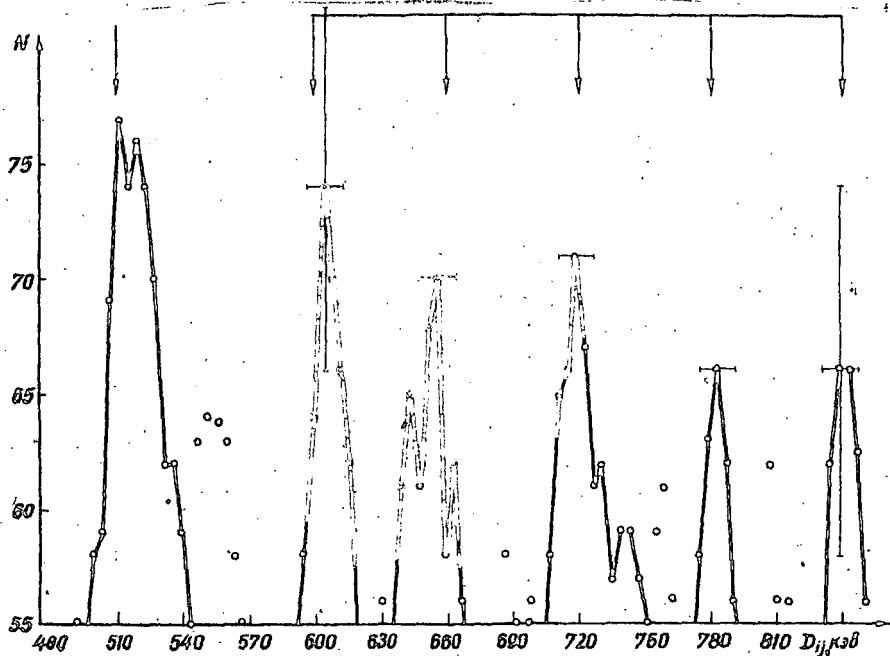


Рис.3. Идеогистограмма распределения взаимных расстояний между возбужденными уровнями ряда предельно-одночастичных ядер.

максимумов в области $E^* \sim 0-50$ и $400-800$ кэВ [2]. Интервалы между максимумами распределений E^* составляли величину порядка $30-60$ кэВ, и непосредственно интервал ~ 30 кэВ проявлялся в виде тонкого распределения основных состояний ряда предельно-одночастичных нечетно-нечетных ядер (Al^{28} , K^{40} и т.д.).

Так как стабилизирующий эффект оболочек в случае его реальности должен проявиться не только в низколежащих уровнях, но и при возбуждениях в несколько мегаэлектронвольт, то была проведена проверка этого предположения на уровнях ядра K^{40} . На вычислительной машине рассчитывалась идеогистограмма $E_i^* - E_j^* = D_{ij}$ распределения всех взаимных расстояний между уровнями этого ядра [6] и, как видно из рис.2, получившееся распределение имеет четкий максимум при $D_{ij} \sim 30$ кэВ (расщепление нижнего уровня, т.е.

$E^* = 30$ кэв является одним случаем из полного числа - двадцать интервалов величиной 30 ± 8 кэв).

Затем рассматривались аналогичные распределения расстояний между возбужденными уровнями для ядер с оболочками, близкими к заполненным ($O^{16,17}$, N^{16} , $F^{16,17}$, Ca^{40} , K^{40} , Sc^{41} и Ca^{41} с $E^* \leq 5$ Мэв, $Te^{206,208}$, $Pb^{206-209}$, $Bi^{206-209}$) [6,7].

Как видно из рис.3, максимумы получившегося распределения практически совпадают с ранее найденными интервалами в распределении положений нижних уровней широкого круга ядер (вклад нижних уровней в распределения рис.3 составляет несколько процентов). Вероятность случайного возникновения подобной ситуации может быть оценена величиной $(\Delta E/60 \text{ кэв})^5 = (16/60)^5 \sim 10^{-3}$, если учесть, что положения максимумов ранее определялись на независимом материале (по $E^* < 1$ Мэв [27]) и если взять интервал усреднения идеогистограммы $\Delta E = 16$ кэв за критерий совпадения по шкале энергий. Мы приходим к выводу, что подтверждается неслучайное группирование энергетических интервалов масштаба десятков и сотен килоэлектронвольт.

Проведенное рассмотрение самих величин ΔE^* -энергий уровней предельно-одночастичных ядер показало, что интервал $\Delta \sim 510$ кэв; который проявляется в расстояниях между уровнями (рис.3), часто входит в виде периода и в сами величины E^* . Кроме одних из первых уровней C^{13} ($E^* = 3055$ кэв), O^{17} ($E^* = 3086$ кэв) и O^{16} ($E^* = 6131$ кэв), близких к целому числу 2Δ (3066 и 6132 кэв), имеется еще целый ряд совпадений (вернее, близости) величин E^* к значениям ряда $E^* = 2\Delta^n$ (где $\Delta = 511$ кэв [27]) - $E^* = 1025$ кэв у Pb^{200} , $E^* = 2041$ кэв у Pb^{196} и такое же у Pb^{202} [8]. Однако особенно заметный "стабилизирующий эффект" наблюдается в положениях высоковозбужденных уровней изотопов свинца при $E^* \sim 4,2\Delta$ (рис.4).

Таким образом, выделенность интервалов, кратных Δ , оказывается дополнительной особенностью стабилизирующего эффекта оболочек. Напомним, что впервые сам этот термин был введен в работе [10] для описания удивительно точной близости величин энергии связи внешнего нейтрона в двух изотопах свинца. Имеется также точное (до долей кэв) совпадение с целым числом ($8,2\Delta$) периода $\Delta = 511$ кэв у величины энергии связи нейтрона в ядре C^{14} .

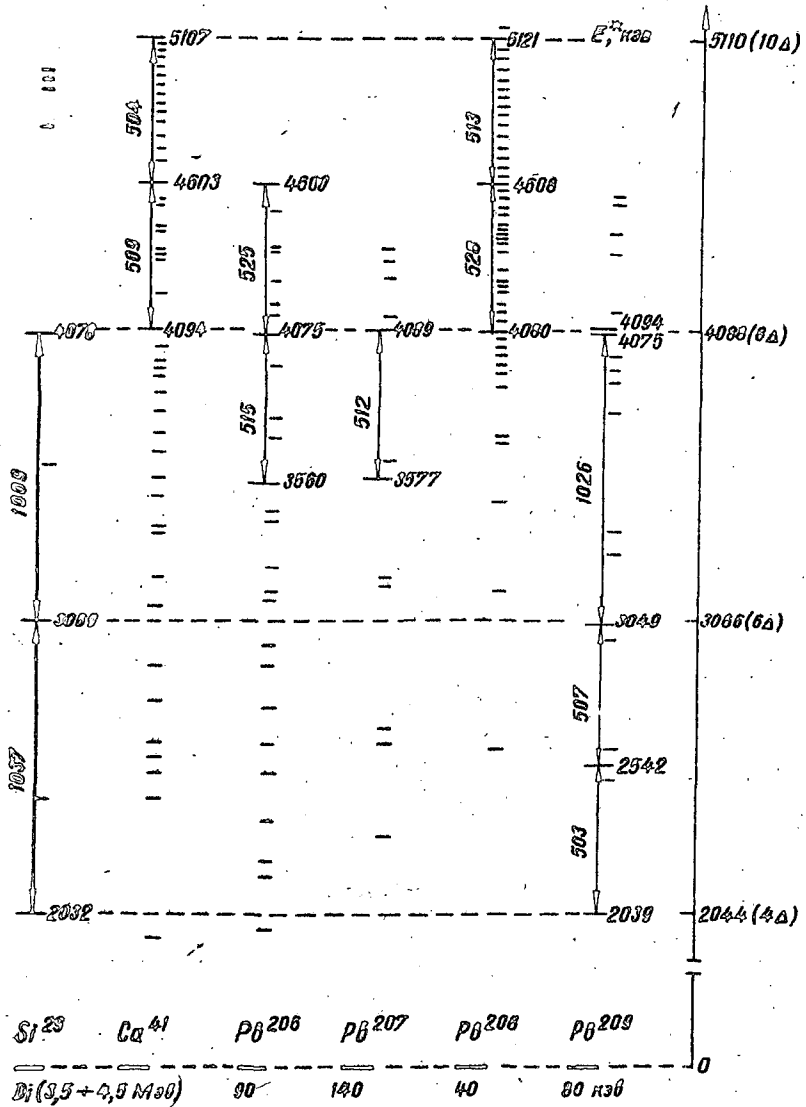


Рис. 4. Возбужденные уровни четырех изотопов свинца $Pb^{206-209}$, а также Bi^{209} и Tl^{209} . (Стрелками отмечены взаимные расстояния между уровнями, близкие к интервалу $\Delta = 511$ кэВ (2/)).

C	12	13	14	15	16	17	40	41	42	49
				O	Ca					
H ³	C ¹¹	O	15	16	Ca	39	42	Si	27-30	

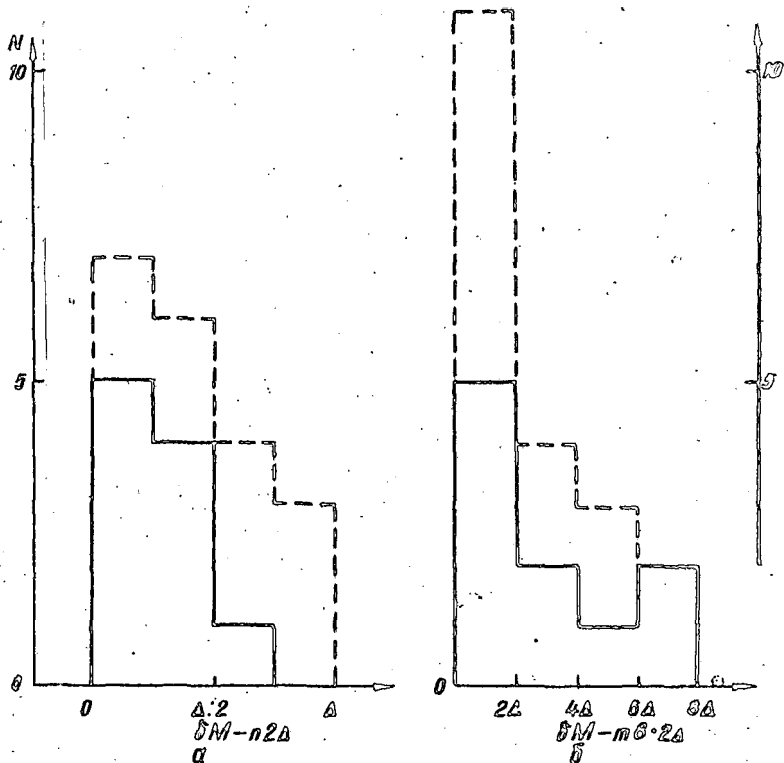


Рис. 5. Распределение "остатков" от вычитания целого числа интервалов $2\Delta = 1022$ кэВ (а) и $8 \cdot 2\Delta$ (б) из полной энергии связи десяти и двенадцати (-----) легких ядер с оболочкой, близкой к заполненной.

Ранее найденное группирование энергий связи нейтронов у ряда других ядер также было скоррелировано с интервалом $\varepsilon_{oc} = 2\Delta$ [9], и поэтому мы должны учитывать эти экспериментальные закономерности при анализе данных нейтронной спектроскопии, так как положение нейтронных уровней легких ядер (E_0) сохраняет корреляции, присущие E^* и $E_{cc,n}$ [2], являясь их разностью.

В рамках модели [3,4], связывающей сверхтонкие расщепления (т.е. структуру в распределении J_i нейтронных уровней тяжелых ядер) со стабилизирующим эффектом оболочек и с тонкой структурой масштаба нескольких килоэлектронвольт, мы вправе ожидать систематического характера отклонений от случайных распределений в расстояниях между нейтронными уровнями. Точнее говоря, факт выделенности целочисленных величин от параметров тонкой и сверхтонкой структуры (ε_{rc} и ε_{tc}) был бы неудивителен, поскольку эти целочисленные соотношения возникали бы от характерных особенностей интервала $\varepsilon_{oc} = 2\Delta$ оболочечной структуры [2]. Действительно, в сверхтонкой структуре [3] выделенность учетверенного интервала ($\sim 5,5$ эв) была обнаружена и обсуждалась [1,4,11,12]. Целесообразно провести проверку подобного эффекта в тонкой структуре, т.е. в интервалах масштаба 10–100 кэв, где должны обнаружиться величины, кратные $\varepsilon_{rc} = 1,2$ кэв [3]. Это будет и косвенной проверкой модели, связывающей вместе интервалы ε_{oc} , ε_{rc} и ε_{ctc} с помощью единого безразмерного параметра ($\sim 0,00116$), близкого к постоянной тонкой структуры $d/2\pi$ [13].

Недавно на корреляции масштаба десятков килоэлектронвольт в величинах энергий гамма-лучей радиационного захвата нейтронов было обращено внимание И. Сумбаева с сотрудниками [14].

В заключение отметим два эффекта, которые косвенно могут быть связаны с обсуждавшимися выше кратностями оболочечных интервалов $\varepsilon_{oc} = 2\Delta$. Эти полуэмпирические закономерности уже обсуждались ранее [13] и если было бы получено их теоретическое обоснование, то интерпретация стабилизирующего эффекта оболочек и корреляций в положениях нейтронных (и вообще ядерных) уровней была бы существенно облегчена.

Первый из этих эффектов относится к величинам полных энергий связи (σM) десяти оболочечных ядер, рассматривавшихся в работе [13], где было найдено, что распределение остатков $\sigma M - n 2\Delta$

имеет максимум в нуле (рис.5,а), т.е. возможно целочисленное представление величин δM через параметр 2Δ (с точностью $\sim 10\%$ от величины 2Δ). Если теперь построить распределение $\delta M - m\delta \cdot 2\Delta$ (рис.5,б), то максимум в нуле сохранится. Добавив еще десять ядер: с дыркой в оболочках (${}^{11}\text{C}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{39}\text{Ca}$) и с двумя нейтронами над оболочкой (${}^{18}\text{O}$, ${}^{42}\text{Ca}$), а также H^3 и ядра с оболочкой $Z = N = 14$, мы получим суммарные распределения, показанные на рис.5 пунктиром. Характерной чертой суммарного распределения величин $\delta M - m\delta \cdot 2\Delta$ есть максимум в нуле, что может свидетельствовать об общем свойстве одночастичных уровней среднего ядерного поля, хотя малое число оболочек исключает возможность анализа величин на случайность группирования (т.е. параметр $8 \cdot 2\Delta$ не может быть получен независимым путем). Особый интерес представляют полные энергии связи $2S$ $1/2$ состояний в ядрах ${}^{15}\text{C}$ (основное состояние) и ${}^{17}\text{O}$ ($E^* = 871$ кэВ), так как они имеют спектроскопические факторы, близкие к предельноодночастичным, и с точностью нескольких сотен килоэлектронвольт представляются через целое число интервалов $8 \cdot 2\Delta$.

Другой корреляцией является выделенность в массах частиц (включая μ и π -мезоны) интервалов, равных зарядовому расщеплению π -мезона. В свою очередь, удвоенное зарядовое расщепление совпадает с обсуждавшимся параметром $8 \cdot 2\Delta$ [9,12,13]. Чтобы проиллюстрировать эту корреляцию, на рис.6 показано распределение расстояний между массами членов унитарных мультиплетов и всех взаимных разностей между ними. Эта идеогистограмма получена следующим способом: взяв массы частиц, известные с точностью не хуже ~ 1 Мэв и расположив их, как обычно, в унитарные мультиплеты (т.е. с одним моментом и четностью), мы получим следующие пять групп величин разностей масс: для $J=0^-$ мы получим $\pi = 139,4$; $\eta^0 - \pi = 409,2$; $\eta' - \eta^0 = 408,9$; $\eta^0 - K = 55$ и $E - \eta' = 464,3$. Здесь все массовые величины мегаэлектронвольт и символы частиц взяты из компиляции [15]. Для мультиплета с $J=1^-$ соответственно $\phi - \omega = 235,8$ и $K^* - \omega = 108,4$; для $J=2^+$ $A_{2N} - A_{2L} = 40$; $A_{2L} - f = 56$; $K_N - f = 145$ и $f' - K_N = 105$; для $J=3/2^+$: $\Omega^- - \Xi^- = 138,6$; $\Xi^- - \Sigma^- = 147,8$; для $J=1/2^+$ $\Xi^- - \Sigma^- = 124,0$; $\Xi^- - \Sigma^+ = 7,9$; $\Sigma^+ - \lambda = 73,8$ и $\lambda - p = 177,3$ (всюду, так как и в [13], брались зарядовые члены мультиплетов). Добавив к этим 17 величинам

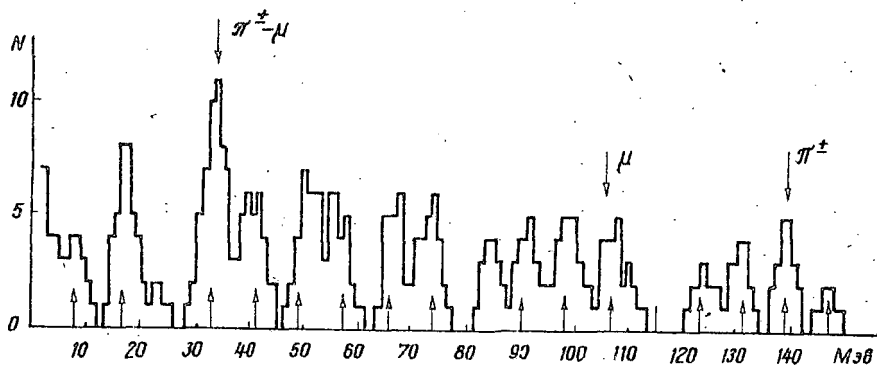


Рис.6. Идеогистограмма массовых смещений в унитарных мультиплетных состояниях и их взаимных разностей [15]. Интервал усреднения $\pm 2,5$ МэВ. (Стрелками вверх отмечены значения масс μ - и π -мезонов, стрелками вниз — период $8 \cdot 2 \Delta$).

$$\begin{aligned}
 J=0^- & \quad \pi, \eta^0 - \pi, \eta' - \eta^0, \eta^0 - K, E - \eta'; \\
 J=1^- & \quad \rho - \omega, K^* - \omega; \\
 J=2^+ & \quad A_{2H} - A_{21}, A_{21} - f, K_N - f, f' - K_N; \\
 J=1/2^+ & \quad \Lambda - \rho, \Sigma^+ - \Lambda, \Sigma^- - \Sigma^+, \Xi^- - \Sigma^-; \\
 J=3/2^+ & \quad \Omega^- - \Xi, \Xi^- - \Sigma^-; \\
 J=1/2^+ & \quad \mu, K - \mu = \omega \cdot 2.
 \end{aligned}$$

еще массу μ -мезона и параметр $\omega \cdot 2 = 391,8$, найденный Вико [16] из анализа разностей масс частиц, принадлежащих разным мультиплетам, мы будем иметь 19 независимых величин, которые можно рассматривать как ансамбль "массовых параметров", несущий информацию о различных количественных характеристиках сильных взаимодействий. Чтобы получить указания на какие-либо общие закономерности в этих величинах, мы можем рассмотреть их совместно со всеми взаимными разностями между ними, что и показано на рис.6. Получившееся распределение имеет немонотонный характер, причем массы μ - и π -мезонов соответствуют относительные максимумы распределения, а два самых сильных максимума, соответствующих разности $\pi - \mu$ и половинной величине ее, возникают из-за близости к массам π - и μ -мезонов ряда расщеплений в мультиплетных состояниях с $J=1^-$, $3/2^+$ и 2^+ . Немонотонный характер распределения рис.6 в области ≤ 50 МэВ усиливается также тем, что еще ряд расщеплений оказываются или близкими друг к другу, или располо-

жены на одинаковых интервалах от масс μ - и π -мезонов (и друг от друга). Если теперь мы нанесем на это распределение интервал $8 \cdot 2 \Delta$, равный удвоенному зарядовому расщеплению π -мезона ($m^+ - m^0 - 511$ кэв), то близость отмечавшихся выделенных (т.е. совпадающих) разностей масс к целым (нечетным) числам этого интервала приведет к выделенности удвоенного и учетверенного значения во взаимных разностях (т.е. в области < 50 Мэв).

Современные теории сильных взаимодействий не дают каких-либо оснований для объяснения близости массовых расщеплений к массам μ - и π -мезонов и для введения структурного параметра, близкого к зарядовому расщеплению π -мезона. Поэтому нам остается лишь надеяться, что, как и в уровнях среднего ядерного поля (см. выше), эмпирические корреляции будут в дальнейшем более полно интерпретироваться теорией. В литературе неоднократно обсуждалась выделенность различных массовых параметров, типа $\omega - 2 = 391$ Мэв и массы μ -мезона [16], интервала $K = \omega - \eta = \varphi - \omega = 235$ Мэв [17], массы π -мезона [13, 18, 19], интервала $\eta' - \eta = \eta - \pi$ [17] и при анализе случайности возникновения такого рода соотношений получались оценки порядка 10^{-4} [16] (в работе [13] отмечалось, что эти соотношения могут быть объяснены в рамках предположения о выделенности интервала порядка 8 Мэв).

Однако в настоящий момент тяжело оценить реальность общей схемы, включающей параметры $\epsilon_{oc} = 2\Delta$, $\epsilon_{\pi c}$ и $\epsilon_{c\pi c}$ [2, 3], так как сам параметр Δ (масса электрона) и величина $d/2\pi = 0,00116$ "слишком хорошо" известны [13]. Необходимо, по крайней мере, трехкратное независимое подтверждение неслучайности каждого из этих параметров (или интервалов, связанных с ними). Результаты работ [17] и [14] можно, по-видимому, считать первыми из таких независимых подтверждений для интервалов соответственно $\epsilon_{c\pi c}$ и ϵ_{oc} .

Более реалистичным кажется другой подход, когда "стабилизирующий эффект оболочек" рассматривается в виде отдельного независимого явления, подтверждающегося, как показано в данной статье вместе с увеличением числа экспериментальных данных по положениям возбужденных уровней недеформированных ядер.

Л и т е р а т у р а

1. I d e n o K., O h k u b o M. - Journ. Phys. Soc. Japan, 1971, 30, 3.
2. С у х о р у ч к и н С.И. - ЯФ, 1969, 10, вып.2, 251.
3. С у х о р у ч к и н С.И. - ЯФ, 1969, 10, вып.3; 496.
4. Б о р о в л е в С.П., С у х о р у ч к и н С.И. Отклонения от статистических распределений в положениях нейтронных уровней средних и тяжелых ядер (см.настоящий сборник).
5. B a s s W.T. et al. 1970, ORNL-4627. Current nuclear level schemes. : A = 91 - 117.
6. E n d t P.M. and L e u n V a n D e r. - Nucl. Phys., 1967, 105, 1; Nuclear Data, 1967, 3, 147; S k e r p s t e d t O.- Proc. Intern. Symp. Capture Gamma Rays Spectr. (1969, Studsvik), Vienna, IAEA, 1970.
7. A j z e n b e r g - S e l o v e F. et al. LAP-96, 1970; A r n e l l S.E. et al. and W e i t k a m p C. et al. Proc. Intern. Symp. Capture G - Rays Spectroscopy (1969, Studsvik), Vienna, IAEA, 1970; Reports CEA-1032, 8 (1968 E[#] ≤ 7,6 МэВ); CEA - 844, 93 (1967 ≤ 4,6) Nuclear Data, 1968; 5, 401; Phys. Rev. 1968, 169; 1969, 177, 1831; 1969, 178, 1997; 1969, 181, 1606, 1969, 183, 1007. Nucl. Phys., 1969, A 133, 273; 1969, A 135, 225; 1969, A 139, 523.
8. С р е j e w s k i Е.Н. et al. -BAPS, II, 1971, 16, CI-16, 131.
9. С у х о р у ч к и н С.И. Мат-лы рабоч.совеш. по взаимодействию нейтронов с ядрами. - ОИНИ, 1964, № 1845, стр.39-41.
10. M e L a t c h i e W. et al. - Can. Journ. Phys., 1964, 42, 925.
11. С у х о р у ч к и н С.И. - Nuclear Data for Reactors, I, 159, IAEA, Vienna, 1967.
12. С у х о р у ч к и н С.И. Proc. Second Conf. Neutron Cross Sections and Technology, Washington, 1968, Edited by D.T. Goldman, 1968, 2, p. 923.
13. С у х о р у ч к и н С.И. Параметрическое представление одночастичных энергетических состояний. Программа и тезисы докладов 21 совещания по ядерной спектроскопии. ч.2, Л., 1971.
14. С у м б а е в С.И., С м и р н о в А.И., К о н д у р о - в а Л.Н. Об отклонениях распределений гамма-линий по энергиям от статистически ожидаемых (см.настоящий сборник).
15. B a g a s h = S c h m i d t N. et al. Particles Properties, Jan 1970, UCRL - 8030.
16. S t e r n h e i m e r R.M. Phys. Rev., 1964, 136, 1364.
17. T a k a b a y a s i T. and O h n u k i Y. - Progr. Theor. Phys., 1963, 30, 127; T a k a b a y a s i T. - Phys. Letters, 1963, 5; Nuovo Cim, 1963, 30, 508; Progr. Theor. Phys. 1964, 31, 923-925, 1178-1180; 1964, 32, 1864.
18. S t e r n h e i m e r R.M. - Phys. Rev., 1968, 170, 267.
19. T a k a b a y a s i T. - Progr. Theor. Phys., 1963, 29, 172.

ОБ ОТКЛОНЕНИЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ γ -ЛИНИЙ ПО ЭНЕРГИЯМ
ОТ СТАТИСТИЧЕСКИ ОЖИДАЕМЫХ

О.И.Сумбаев, А.И.Смирнов, Л.Н.Кондурова
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР)

Обнаружено на примере Sc^{46} , Co^{60} , As^{76} , Nb^{94} , Rh^{104} , In^{116} , La^{140} , Pr^{142} и Au^{198} , что энергии мягких ($50 \leq E \leq 600$ кэВ) интенсивных γ -линий сложных $n\gamma$ -спектров нечетно-нечетных сферических ядер, измеренные на дифракционных спектрометрах, обладают повышенной вероятностью совпадать с A_k/m , где $A_k = A/3, A/2, 2A/3, A, 4A/3, 3A/2, 5A/3, 2A$ при $A_{эксп} = 1021, 2+2, 2$ кэВ, а m - целые числа. Рассматривается возможность объяснения близости A к $2m_e c^2$ влиянием на интенсивность γ -линий процессов с участием атомных электронов, однако выявляется недостаточность соответствующих сечений.

It has been found that the energies of soft ($50 \leq E \leq 600$ kev) intense γ -lines in the complex $n\gamma$ -spectra from the odd-odd spherical nuclei (Sc^{46} , Co^{60} , As^{76} , Nb^{94} , Rh^{104} , In^{116} , La^{140} , Pr^{142} and Au^{198}), measured with precise spectrometers, are more likely to coincide with A_k/m , where A_k are $A/3, A/2, 2A/3, A, 4A/3, 3A/2, 5A/3, 2A$, m - some integers and A is $1021, 2 + 2, 2$ kev. An attempt has been made to explain the proximity of A to $2m_e c^2$ by the influence of the atomic electron shells on the γ -ray intensities. However the appropriate cross-sections proved to be too small to explain the effect.

В ряде работ отмечались отклонения распределений различных дискретных энергетических величин от статистически ожидаемых. Наиболее полно такие отклонения описаны и проанализированы в работах С.И.Сухоручкина [1 - 3].

Нестатистичности такого рода исследовались нами на энергиях мягких ($50 \leq E \leq 600$ кэВ) γ -линий сложных $n\gamma$ -спектров нечетно-нечетных сферических ядер (Sc^{46} , Co^{60} , As^{76} , Nb^{94} , Rh^{104} , In^{116} , La^{140} , Pr^{142} и Au^{198}), измеренных на дифракционных спектрометрах.

Высказано предположение, что энергии γ -линий имеют по-

вышенную по сравнению со случайными числами вероятность совпадать с целыми долями некоей величины A (или величин A_K), т.е. удовлетворять соотношению $E_{\gamma_i} \approx A_K / m_{ik}$, где m_{ik} — целые числа. Если откладывать на ось (E^*) значения $E_{\gamma_1}, 2E_{\gamma_1}, \dots, mE_{\gamma_1}; E_{\gamma_2}, 2E_{\gamma_2}, \dots, mE_{\gamma_2}$ и т.д., то гистограмма (или идеограмма) распределения плотности (N) точек $E_{\gamma_i} m_i$ и даст искомый спектр A_K .

На рис. I, а приведена суммарная идеограмма (канал $\Delta = 30$ кэв, шаг — 10 кэв), построенная на самых интенсивных (по 25 из каждого спектра) линиях Co^{60} , Rh^{104} и Zn^{116} [4 — 6]. Ломаной линией на рисунке показаны значения фона, полученного заменой реальных γ -линий наборами случайных чисел (среднее из 50 наборов-имитаций). Над наиболее интенсивными пиками идеограммы приведены средние (в канале Δ) значения энергии.

Можно заметить, что энергии большинства интенсивных пиков довольно точно отвечают последовательности 510 m (510, 1020, 1530 и 2040 кэв) и 340 m (340, 680, 1020, 1360, 1700 и 2040 кэв). Энергии этих пиков на рис. I подчеркнуты.

На рис. I, б приведена идеограмма произведений, полученная таким же способом для $n\gamma$ -спектров Nb^{94} , Zr^{140} , Ru^{142} и Az^{198} [7, 8]. Легко усматривается коррелированность этих, построенных на совершенно независимых данных, идеограмм. На рис. I, в приведен суммарный график для 7 изотопов. В идеограммах Sc^{46} и As^{76} отмеченные последовательности не выделены.

Сделана численная оценка вероятности того, что наблюдаемая ситуация возникла случайно. В точках, соответствующих выделенным максимумам рис. I, а, были расставлены каналы (черные прямоугольники над абсциссой) и фиксировались суммарные числа попаданий в них (N_{Σ}) событий отдельно от каждого из изотопов, а также от имитаций случайными числами. Для каждого из изотопов определена величина $\rho = n(N_{\Sigma_{сл}} \geq N_{\Sigma_{\gamma}}) / 500$ — отношение числа имитаций, когда случайные числа давали такие же (или большие) N_{Σ} , что и реальные γ -линии, к полному числу имитаций (500). Результаты приведены на рис. 2, из которого видно, что 7 из 9 γ -спектров заметно смещены от максимума случайного распределения и расположены в области $\rho \leq 0,12$. Вероятность того, что ситуация в целом образовалась случайно, может быть оценена с помощью биноми-

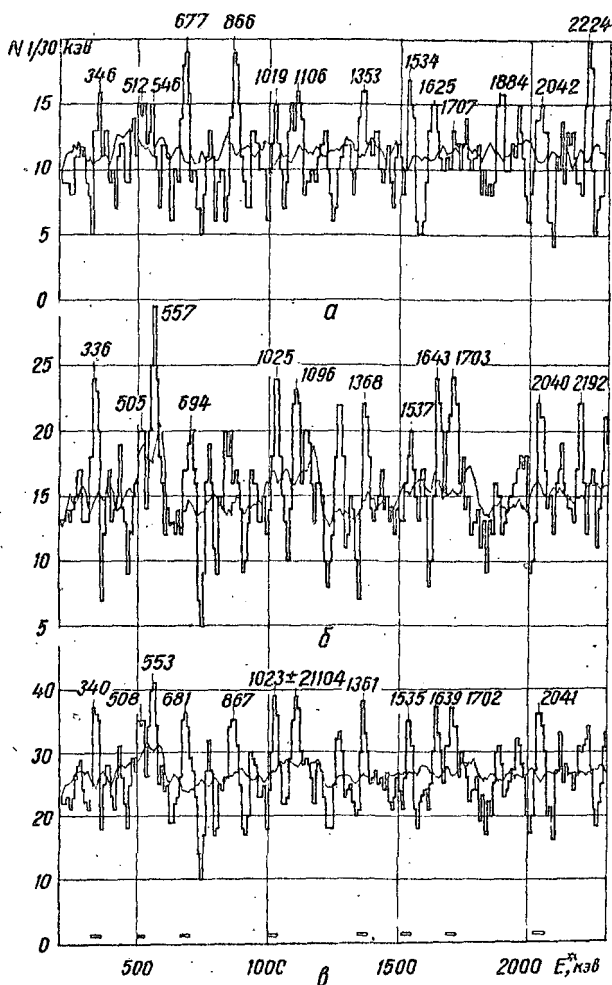


Рис. I. Идеограммы произведений, построенные на интенсивных γ -линиях Co^{60} , Rh^{104} , In^{116} (а); Nb^{94} , La^{140} , Pr^{142} , Au^{198} (б) и суммарная (в).

нального распределения $p \leq c_9^7 p_{max}^7 (1 - p_{max})^2 = 1,2 \cdot 10^{-5}$. Такая оценка справедлива, если выделенные периоды ожидалось заранее. Можно считать, что для обнаружения периодов необходимы результаты опыта по In , Rh и Co (рис. I, а), тогда $p \leq c_8^4 \times p_{max}^4 (1 - p_{max})^2 = 2,7 \cdot 10^{-3}$. Даже такая наиболее жесткая

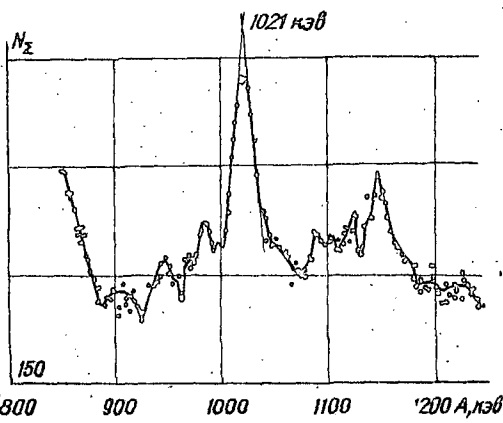
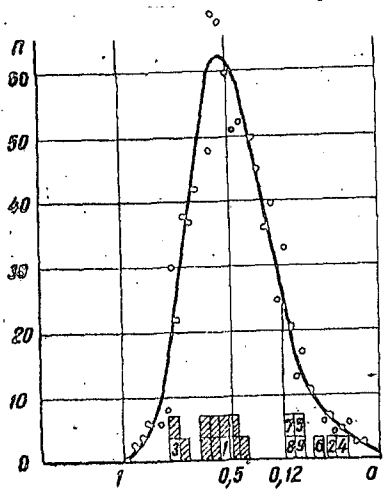


Рис.2. Сравнение отношения к выделенным последовательностям γ -лучей и случайных чисел. Кривая - примерный вид распределения имитаций случайными числами. Прямоугольники с цифрами - значения p для γ -лучей Sc^{46} (1), Co^{60} (2), As^{76} (3), Nb^{94} (4), Rh^{104} (5), In^{116} (6), La^{140} (7), Pu^{142} (8), Au^{198} (9). Темные прямоугольники - p для слабых γ -лучей Pu , In и Au .

Рис.3. Зависимость суммарного числа событий на гистограмме (рис.1, в) над каналами 30 кэВ с центрами при $A/3, A/2, 2A/3, A, 4A/3, 3A/2, 5A/3, 2A$ от A (шаг по A - 2 кэВ).

оценка соответствует критерию 36, обычно принимаемому как свидетельство достоверности.

Наблюдаемое явление оказалось достаточно однозначно коррелированным с интенсивностью используемых линий. Расчеты для слабых линий Rh, In и Au дали результаты, неотличимые от результатов для случайных чисел (см. рис.2, темные прямоугольники).

Уточним теперь значение периода последовательности (A). Энергии выделенных максимумов 340, 510, 680, 1020, 1360, 1530, 1700 и 2040 кэВ записывались в виде $A/3, A/2, 2A/3, A, 4A/3, 3A/2, 5A/3, 2A$, соответственно располагались центры каналов $\Delta = 30$ кэВ на идеограмме. Параметр A менялся через 2 кэВ и фиксировались сум-

марные числа попаданий в каналы - N_{Σ} . Получившаяся зависимость $N_{\Sigma}(A)$ для спектра (рис.1,в) приведена на рис.3. Четко выделен максимум при $A \approx 1020$ кэв.

В таблице приведены вычисленные методом наименьших квадратов положения максимумов для отдельных изотопов.

Изотоп	A, кэв	Вес, отн.ед.
Co ⁶⁰	1031,3	3,6
Rh ¹⁰⁴	1012,0	3,5
Zn ¹¹⁶	1019,0	3,6
Nb ⁹⁴	1022,1	8,8
La ¹⁴⁰	1017,8	15,4
Pr ¹⁴²	1030,9	4,0
Lu ¹⁹⁸	1022,1	5,0

Среднее взвешенное с внешней средней квадратичной ошибкой $\bar{A} = 1021,2 \pm 2,2$ кэв.

Обращает на себя внимание постоянство параметра A в широкой области значений Z исследованных ядер, а также близость его к величине $2m_e c^2 = 1022,012 \pm 0,012$, где m_e - масса покоя электрона

$$d^1 = (\bar{A} - 2m_e c^2) / \bar{A} = -0,08 \pm 0,22\%$$

Следует отметить, что выделенность $m_e c^2$ обнаружена ранее С.Н.Суходручкиным [8].

Предположительное выполнение для γ -линий соотношения $E_{\gamma} \approx 2m_e c^2 / m$, естественно, наводит на мысль искать объяснение в каких-то процессах, непосредственно связанных с электронами. Можно было предположить, что такая предпочтительность возникает в результате модуляции интенсивности излучения за счет избирательной прозрачности электронной "атмосферы" атома. Однако оценки на основе известных теоретических расчетов [9] показывают, что глубина возникающей при этом модуляции не может превышать несколько процентов, в то время как, по нашим оценкам, глубина модуляции, необходимая для объяснения наблюдаемых гистограмм, должна быть больше 50%.

Таким образом, если не будут найдены какие-либо факторы усиления или другие процессы, связанные с электронной оболочкой, мы будем поставлены перед странным фактом "зашифрованности" массы

электрона в энергиях ядерного γ -излучения, если получающаяся близость величин не является маловероятным, но тем не менее случайным совпадением.

Л и т е р а т у р а

1. С у х о р у ч к и н С.И. Программа и тезисы докл. 17 ежегодн. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре ядер, "Наука", М., 1967, 176. Proc. of the second Confon Neutron Crosssections and Technology, Washington, mar., 1968, Ed. by D.T.Goldman, vol 2, 923.
2. С у х о р у ч к и н С.И. ЯФ, 1969, 10, 251; 1969, 10, 497.
3. С у х о р у ч к и н С.И. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами, ОИЯИ-1845, Дубна, 1964.
4. С у м б а е в О.И. и др. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1965, 29, 739.
5. С м и р н о в А.И. и др. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1969, 33, 1270
6. А л е к с е е в В.Л. и др. Программа и тезисы докл. 20 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", М., 1970.
7. В а р т о л о м е ш G.A. et al. Nuclear Data, 1967, 3, 4.
8. Jurney E.T. et al. Preprint LA-DC-11684.
9. К р у т о в В.А. - Изв.АН СССР, сер.физ., 1958, 22, 162.

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В ПОЛОЖЕНИЯХ НЕЙТРОННЫХ УРОВНЕЙ СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

С.П.Боровлев, С.И.Сухоручкин

(Институт теоретической и экспериментальной физики
ИГ АЭ СМ СССР)

На вычислительной машине проведен корреляционный анализ взаимных расстояний между нейтронными уровнями изотопов сурьмы, серебра, золота, радия, урана, тория, плутония и ряда других ядер, измеренных с высоким энергетическим разрешением. Результаты анализа сравниваются со статистической моделью, с результатами корреляционного анализа Идено и Окубо, а также с ранее обнаруженными отклонениями от статистических распределений (сверхтонкая структура в положениях возбужденных уровней тяжелых ядер).

Correlation analysis was carried out by means of a computer for mutual distances between neutron levels of antimony, silver, gold, radium, uranium, thorium, plutonium and some other nuclei isotopes measured with a high energy resolution. The results of the analysis are compared with a statistical model, with the results of the Ideno and Ohkubo analysis as well as with deviations from statistical distributions (superfine structure in positions of heavy nuclei excited levels).

Обычно анализ распределений расстояний (D_i) между соседними нейтронными уровнями выполняется в рамках квантовомеханической статистической модели, не предсказывающей каких-либо выделенных энергетических интервалов. Однако в работах [1,2] при анализе реальных распределений между всеми нейтронными уровнями (D_{ij}) было обнаружено аномально-частое появление интервала, примерно одинакового у ряда ядер и имевшего величину около 5,5 эв. В случае распределений уровней тория и иода отмечались также кратные к нему интервалы 11 и 16 эв. Необычность явления была в том, что близкий интервал проявлялся также:

1) при рассмотрении положений нейтронных резонансов (E_0) всех ядер (верхнее распределение рис.1 [1]);

2) при рассмотрении положений самых сильных нейтронных уровней всех ядер - см.рис.2 [1] (для которого были взяты E_0 для трех уровней каждого изотопа с наибольшей Γ_n^0 в интервале 0-100 эв;

3) при анализе положений уровней с наибольшими Γ_n^0 в каждом интервале по 10 эв [2] и при рассмотрении положений (E_0) уровней тех ядер, где наблюдалась структура в D_i (Ag, Th, J и др.) - см.рис.1 (нижнее распределение).

В таблице приведены кратные значения от введенного в [1] периода 5,5 эв (изображенного также стрелками на рис.1 и 2), а в первой строке таблицы собраны все наблюдавшиеся выделенные интервалы

Результаты корреляционного
и работы Идено и Окубо [3]

Но- мер	Изо- топ	Число уров- ней n	Обнаруженные выделения										
			5,5	11	16,5	22	27,5	33	38,5	44	49,5		
1	Все		5			22	27						
2	Nb ⁹³	121			16						40		
3	Mo	221				23	27						
4	Rh ¹⁰³	274			15			26					
5	Ag ¹⁰⁷	59		(10)				28					(49)
6	Ag ¹⁰⁹	64						26					
7	In ¹¹⁵	149						25				45	
8	Sb ¹²¹	103			16 ²²			27			(36)		
9	Sb ¹²³	103	5,5 ²²	(10)			22	27,5 ²²					49,5 ²²
10	I ¹²⁷	290		12						34			
11	Xe ¹²⁹	69					(24)						
12	Cs ¹³⁷	148								(33)	38		
13	La ¹³⁹	67					22 [*] (La ¹³⁸)						
14	Pr ¹⁴¹	189								33			
15	Ac ¹⁹⁷	139					21						47
16	Tl ²³²	331		9							39		50
17	U ²³⁴	42			(18)			25		32	41 ²²		
18	U ²³⁸	260			15								
19	Pu ²³⁸	50			18						40		
20	Pu ²⁴⁰	264		12				27					
21	Cm	67								33		42	
-	As	135									38	(44)	

анализа настоящей работы.
(отмечены звездочкой)

интервалы, эв										число из работ	
55	60,5	66	71,5	77	82,5	88	93,5	99	$x > 100$ эв		
		65- -66	71			89	93- -94		(104)	1	(ξ)
					82					2	(ξ_0)
			(75)		84					4	
		65								5	
							91	97		6	
		65			82					7	
							91			7	
	(58)		77				96		176 [□]	8	
55 [□]	60		73			88 [□]		99 [□]		7	
53										4	
	59				83		93			6	
					81			98		4	
56	60		(77)			86				4	
54		(67)	77						485 [□]	4	
57										9	
					82					4,6	
						87				10	
			72							4,12	
					81					11	
								99	213 [□]	12	
		68								13	
(57)		67	73	(142 [□])							(Не брался A_3)

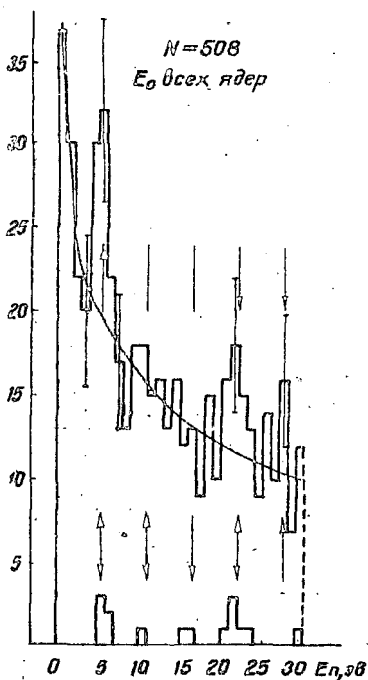


Рис.1.

Положение нейтронных резонансов всех ядер в области энергии от тепловой до 30 эв (верхнее распределение). Стрелками отмечен интервал 5,5 эв. Нижнее распределение — то же для ряда ядер с группированием в относительных расстояниях между уровнями $\Delta \Gamma$.

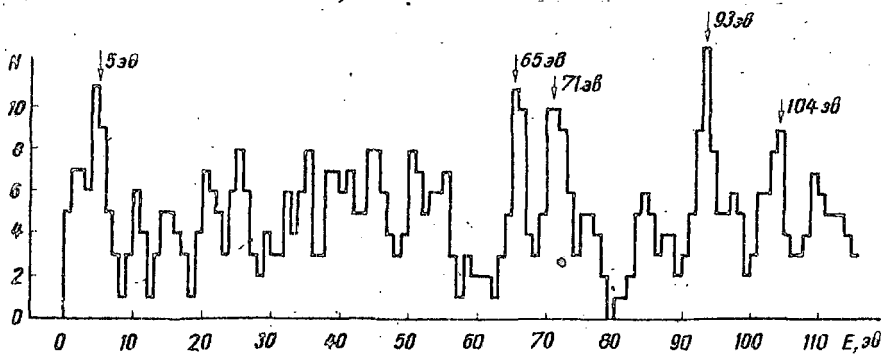


Рис.2. Распределение положений (с учетом эффекта отдачи) трех самых сильных нейтронных уровней всех изотопов (т.е. с наибольшими приведенными нейтронными ширинами в интервале порядка 100 эв). Интервал усреднения — 2 эв $\Delta \Gamma$. Стрелками отмечен интервал, близкий к 5,5 эв.

(в D_{ij} и E_0). Недавно в работе Идено и Окубо [3] был описан еще один обнаруженный случай коррелированного расположения нейтронных уровней (E_n) — на этот раз в Sb^{123} , и опять интервалом корреляции (в E_0) оказался период 5,5 эв, причем этот же период (и кратные к нему интервалы) проявлялись и в расстояниях между нейтронными уровнями (в D_{ij}). Так как в этой же работе были найдены и другие выделенные интервалы (в том числе и для недеформированных ядер), то все такие интервалы приведены в таблице. Было обнаружено, что найденные в этой работе интервалы часто совпадают с ранее отмечавшимися в [1, 2], и для проверки этой корреляции был выполнен следующий анализ. Рассматривались массивы значений энергий (E_0) нейтронных уровней различных изотопов (когда величины E_0 не округлялись до десятков эв) и после введения небольшой поправки на эффект отдачи ($A/A+1$) накоплены на ЭВМ последовательности чисел взаимных расстояний $\delta E_0 = E_{0i} - E_{0j}$, попадающих в интервал $x \pm \Delta E/2$ (где x менялось с шагом 1 эв, а интервал $\Delta E = 2$ эв служил мерой усреднения распределения). Далее от каждого массива (т.е. для каждого изотопа) отбирались k , соответствующие трем самым сильным максимумам получившегося распределения (т.е. наиболее часто встречающиеся разности δE_0). В таблице приведены эти значения, причем в некоторых случаях третий по интенсивности максимум оказывался при двух разных k , и бралось наибольшее значение k (отброшенные значения приведены в скобках). Всего анализировалось 20 массивов значений E_0 , которыми практически исчерпывались имеющиеся в литературе данные по π -четным недеформированным ядрам. На рис. 3 показано распределение остатков от вычитания из всех получившихся таким образом 60 значений k целого числа величины введенного раньше интервала Π эв. Мы видим, что распределение рис. 3 характеризуется максимумами как в нуле, так и при полувинтовой величине, т.е. при 5,5 эв, что подтверждает выделенность именно этого интервала в расстояниях между уровнями многих ядер. Таким образом, и обнаруженный в работе [3] эффект для ядра Sb^{123} согласуется с общим характером нестатистических отклонений в D_{ij} .

Для анализа корреляции между ядерными уровнями наибольший интерес представляют массивы положений нейтронных резонансов четно-четных ядер — мишеней, так как у них возбуждается лишь одно

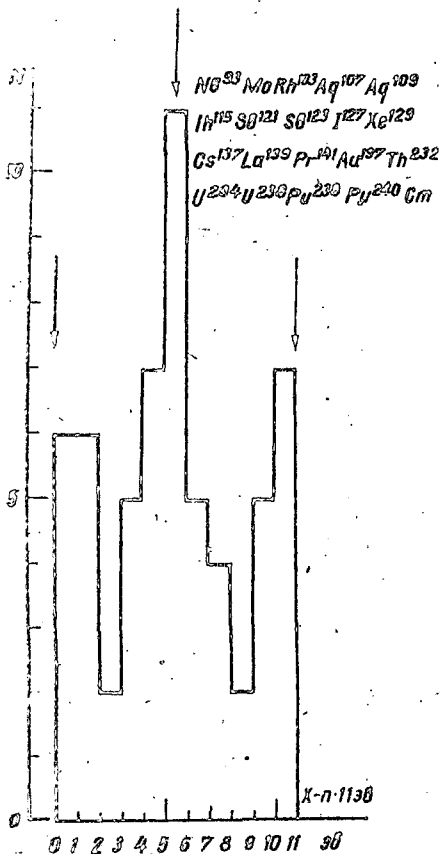


Рис.3. Распределение остатков от вычитания целого числа интервалов 11 эв из величин, выделенных расстояний между нейтронными уровнями широкого круга недеформированных и четных ядер - мишеней.

спиновое состояние и в этом смысле результаты легче интерпретировать. В последнее время три изотопа, важные для практики реакторостроения, — $\text{Th } 232$, $\text{U } 238$ и $\text{Pu } 240$ изучались с рекордным энергетическим разрешением и данные по ним могут считаться самыми многочисленными и точными. Суммарное распределение всех расстояний между нейтронными уровнями этих трех изотопов показано на рис.4. На этом распределении имеются выбросы, намного выходящие за пределы статистически ожидаемых от среднего уровня (пунктирная кривая), причем характерной чертой этих максимумов является их целочисленное представление через удвоенный интервал 22 эв (отмеченный стрелками «внизу») и в дополнение к нему — интервал $5,5 \text{ эв}$. Приведенное на рис.4 распределение показывает, что дальние корреляции в расстояниях между нейтронными уровнями (корреляции масштаба $\sim 100 \text{ эв}$) также подтверждают выделенность интервала сверхтонкой структуры ($5,5 \text{ эв}$), введенного первоначально по группированию положений нейтронных уровней относительно пороговой энергии [1,2].

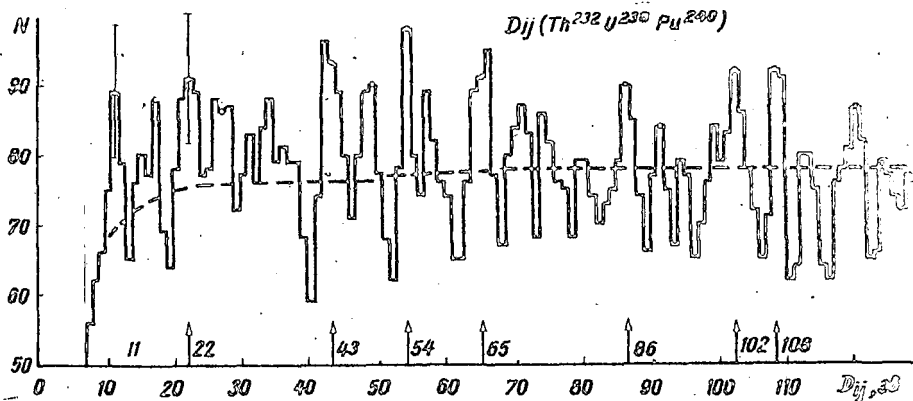


Рис. 4. Распределение расстояний между нейтронными уровнями трех четно-четных изотопов (интервал усреднения 2 эв, шаг идеогистограммы - 1 эв). Стрелками отмечены интервалы, кратные периоду 5,5 эв.

Л и т е р а т у р а

1. С у х о р у ч к и н С.И. Proc. Second Conf. Neutron Cross Section and Technology, 2, Washington, 1968, p. 923. С у х о р у ч к и н С.И. Программа и Тезисы докладов 17 Ежегодного Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. (Харьков, 1967) "Наука", Л., 1967.
2. С у х о р у ч к и н С.И. ЯФ, 1969, 10, 496. С у х о р у ч к и н С.И. Nuclear Data for Reactors, I, IAEA, Vienna, 1967, p. 159.
3. I d e n o К., O h k u b o М. - Journ. Phys. Soc., Japan, 1971, 30, 3.
4. G a r g I., B. et al. - Phys. Rev., 1964, 134, В 985; Phys. Rev 136, 1964, В 174; Phys. Rev., 1965, 137, В 547; W y n - c h a n k S., et al. - Phys. Rev., 1968, 166, 234; Phys. Rev., 1968, 166, 246.
5. W e i g m a n n H. et al. Third Conf. Neutron Cross Section and Technology, Knoxville, 1971. Report VI - 19 b.
6. R i b o n F. Dissertation, CEA-N-1149, 1969.
7. M u r a d y a n G. V. et al. S o v i e t I. - Nucl. Phys., 1969, 8, 495; ЯФ, 1968, 8, 852; Nuclear Data for Reactors (IAEA, Paris, 1966), IAEA, Vienna, 1967, CN-23/107.
8. C a m a r d a H. et al. Neutron Resonance Cross Section Measurements, BNL-50276 (T-603), 1970, p. 41
9. J u l i e n I. Dissertation, CEA-R-3385, 1968. A l v e s R. Dissertation, CEA-R-3602, 1969.

10. James G.D., Slaughter G.G. - Nucl. Phys., 1969, A 139, 171.
11. Young T.E., Silbert M.G. Analysis of Pu 238 Fission Data from Persimmon. NCSAC-31, ANL-1970, p. 70.
12. Kolar W., Bockhoff K.H. - J. Nucl. Energy, 1968, 22, 299 Саггаро G., Kolar W. Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, p. 403.
13. Keyworth G.A., Moore M.S. Analysis of the Fission and Capture Cross Sections of Cm. BNL-50276 (T-603), 1970, p. 135.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ (n, n')

И ($n, 2n$) ДЛЯ ЯДЕР Mn, Co И Bi

О.А.Сальников, Г.Н.Довчикова, Г.В.Котельникова,
Н.И.Фетисов, А.М.Труфанов
(Физико-энергетический институт, ГК АЭ СМ СССР)

Методом времени пролета исследовались спектры и дифференциальные сечения реакций (n, n') и ($n, 2n$) при энергии 14 Мэв для ядер Mn, Co, Bi .

Получены ядерные температуры, спектры вторых нейтронов из реакций ($n, 2n$) и оценен вклад прямых процессов.

Spectra and differential cross section of ($n, 2n$) and (n, n') reaction on the Mn, Co, Bi nuclei are investigated using time-of-flight method. The nuclear temperatures and spectra of the final neutrons from the ($n, 2n$) reactions determined.

На спектрометре нейтронов по времени пролета изучались спектры нейтронов из реакций (n, n') и ($n, 2n$) для начальной энергии 14,4 Мэв для ядер Mn, Co, Bi . Измерения проводились в цилиндрической геометрии в интервале углов $31-151^\circ$, разрешение составляло 3 нсек/м. Порог регистрации нейтронов детектором равнялся 100 кэв. Полученные спектры нормировались по прямому потоку и по рассеянию на углероде. Оба метода нормировки дали совпадающие результаты. Спектр вторичных нейтронов обусловлен нейтронами из реакций (n, n'), ($n, 2n$) и (n, pn) и его площадь

(суммарное число нейтронов эмиссии) пропорционально сумме $\sigma(n, n') + 2\sigma(n, 2n) + \sigma(n, np)$. В табл. I приведено значение этой суммы, полученное в настоящей статье и по данным работы [1].

Т а б л и ц а I

Ядро	$\sigma(n, n') + 2\sigma(n, 2n) + \sigma(n, np)$	
	Настоящая статья	[1]
Mn	1,61 ± 0,10	-
Co	1,78 ± 0,10	1,91
Bi	4,04 ± 0,24	4,82

На рис. I приведены угловые распределения нейтронов эмиссии на ядрах Mn, Co, Bi, также указаны интервалы энергий нейтронов эмиссии. Для Mn и Co, начиная с интервала энергий (4,2±5,4) Мэв, эмиссия нейтронов обусловлена только неупругим рассеянием. Видно, что эти распределения не симметричны относительно 90°, что указывает на вклад прямых процессов в неупругое рассеяние.

Сечения реакций $\sigma(n, n')$ и $\sigma(n, 2n)$ и количественная оценка вклада прямых процессов в неупругое рассеяние могут быть сделаны,

Т а б л и ц а 2

θ°	Участок определения T_1 ($E_1 \pm E_2$) Мэв			T_1 , Мэв			Примечание
	Mn	Co	Bi	Mn	Co	Bi	
31				1,54-1,52	1,53-1,46	1,30	1-е знач. T_1
61				1,55-1,54	1,47-1,40	1,22	для $\sigma_{inv} = \text{const}$,
91	3,91-	3,64-	1,16-	1,52-1,51	1,43-1,36	1,18	2-е - для
121	-4,94	-4,94	=3,40	1,55-1,53	1,45-1,39	1,16	σ_{inv} рассчита-
151				1,70-1,68	1,46-1,40	1,11	нное по оп-
							тической мо-
							дели с пара-
							метрами по-
							тенциала из
							работы [4]
Сред-				1,63-1,60	1,46-1,39	1,14	Точность оп-
нее							ределения
для							$T_1 \sim 10\%$.
$\theta =$							
121° и							
151°							

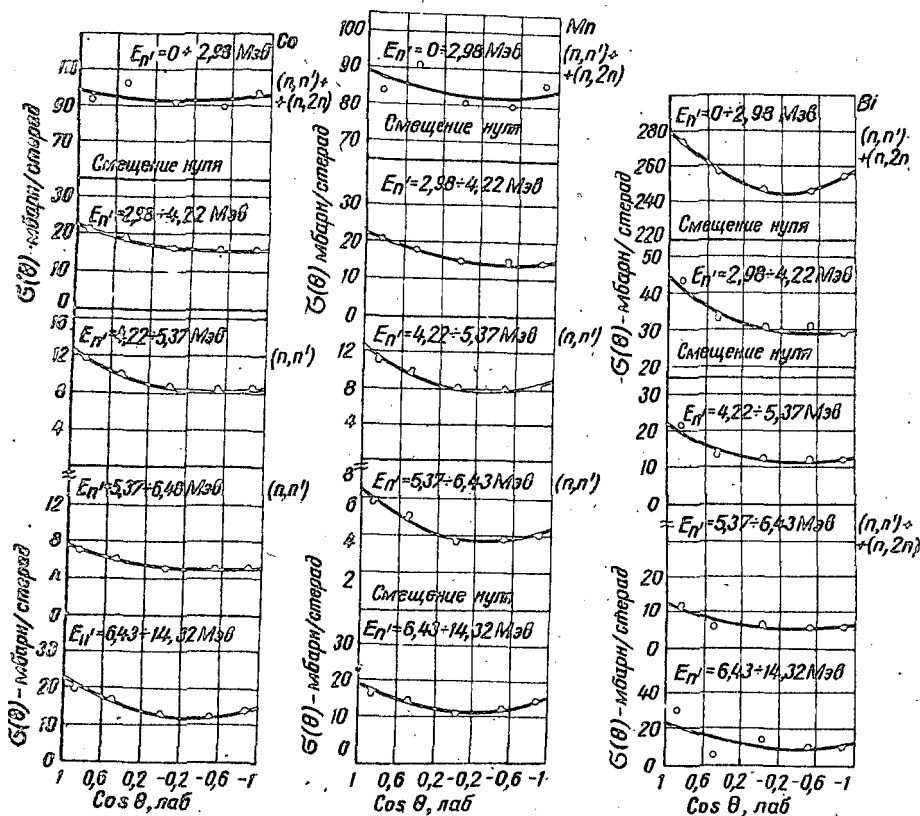


Рис. 1. Угловые распределения эмиссии нейтронов на ядрах кобальта, марганца и висмута.

если определена T_1 - температура ядра после испарения первого нейтрона. Для Mn и Co T_1 определялась методом, уже изложенным ранее [27]. Для Bi T_1 определялась методом Лекутера. Значения T_1 в зависимости от угла рассеяния приведены в табл. 2.

Для Mn и Co разность экспериментального спектра и спектра Максвелла с температурой T_1 , нормированного по участку определения T_1 для углов 121 и 151° , дает спектр вторых нейтронов из реакции $(n, 2n)$ и дифференциальные сечения этой реакции (рис. 2), а также вклад прямых процессов. В табл. 3 приведены полное сечение реакции $(n, 2n)$ и сечение прямых процессов.

На рис. 3 показаны усредненные спектры вторых нейтронов из реакции $(n, 2n)$ на Mn и Co вместе со спектрами ядер, энергия воз.

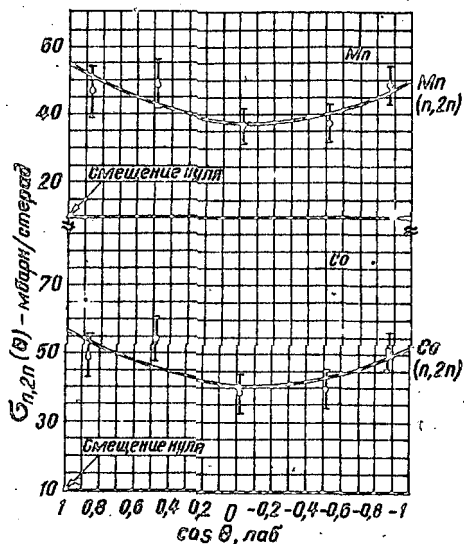


Рис. 2. Угловые распределения вторых нейтронов из реакции $(n, 2n)$ на ядрах марганца и кобальта.

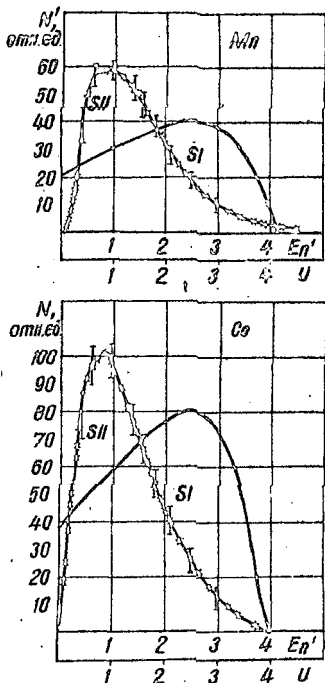


Рис. 3. Усредненные по углам спектры вторых нейтронов из реакции $(n, 2n)$ на ядрах марганца и кобальта:

S_I - число возбужденных ядер, имеющих возможность испустить второй нейтрон; S_{II} - число действительно испущенных нейтронов.

буждения которых превышает энергию связи нейтрона в ядре. Сравнение числа таких возбужденных ядер с числом действительно испущенных вторых нейтронов позволяет оценить отношение $\Gamma_{\gamma} / \Gamma_n$ для этого интервала энергий возбуждения, а также определить положение уровней остаточных ядер Mn^{54} и Co^{58} . Для Mn отношение $\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_n} = 0,16$, а для Co - $0,34$. Энергия возбужденных уровней ядер, образующихся после испускания второго нейтрона, оценивается для $Mn^{54} \sim 2$ Мэв, а для $Co^{58} \sim 2,5$ Мэв.

При рассмотрении ядра как ферми-газа, но с учетом остаточного взаимодействия в виде энергии спаривания, определялись параметры плотности ядерных уровней α в выражении для полной плотности состояний:

$$\rho(U) = \frac{\text{const}}{U^{5/4}} \exp \left\{ 2(\alpha U)^{1/2} \right\},$$

где параметр α выражался через температуру T_1 :

$$\alpha = \left(\frac{1}{T_1} + \frac{5}{4U} \right)^2 U.$$

Значения α приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 3

Ядро	$\sigma(n, 2n)$, мбарн	σ неупр. прям, мбарн
Mn	540 + 70	147 + 29
Co	570 \pm 75	167 \pm 35

Т а б л и ц а 4

Ядро	α	
	Настоящая статья	[3]
Mn	5,4 \pm 0,8	5,81
Co	6,6 \pm 0,9	7,39
Bi	10,1 \pm 1,4	11,01

Данные авторов хорошо согласуются с данными работы [3], полученными на основе анализа нейтронных резонансов.

Л и т е р а т у р а

1. Neutron Cross Section, ENI-325, Supplement, 1956, 2.
2. Сальников О.А. и др. - ЯФ, 1970, 12, 1132.
3. Шубин Ю.Н. Бюллетень информационного центра по ядерным данным, "Атомиздат", вып. 4, 1967, 304.
4. Аверьянов И.К., Пурцеладзе З.З. - ЯФ, 1967, т. 6, вып. 2, 292.

СПЕКТРЫ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ И ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Б.В. Журавлев, Н.В. Корнилов, В.И. Пляскин, О.А. Сальников
(Физико-энергетический институт ИК АЭ СМ СССР)

Энергетические спектры нейтронов, неупруго рассеянных под углом 30° , для ядер Al , Cu , Nb , Tl , U^{238} были измерены при энергии первичных нейтронов $9,2 \pm 0,3$ Мэв, используя технику времени пролета. Определены параметры плотности ядерных уровней.

The energy spectra of neutrons inelastically scattered at 30° by Al , Cu , Nb , Tl , $U-238$ have been measured for incident neutron energy $9,2 \pm 0,3$ using time-of-flight techniques. The level density parameters are obtained.

К настоящему времени накоплен некоторый экспериментальный материал по рассеянию нейтронов с начальной энергией 14 Мэв и с энергией до 8,5 Мэв [1-4]. Однако результаты, полученные в этих работах, в ряде случаев плохо согласуются, а в диапазоне энергий 8,5 - 14 Мэв экспериментального материала нет.

Изучались спектры вторичных нейтронов, образующихся при взаимодействиях нейтронов с начальной энергией $9,2 \pm 0,3$ Мэв с ядрами Al , Cu , Nb , Tl , U^{238} . По спектрам неупруго рассеянных нейтронов определялись значения ядерной температуры и параметра плотности ядерных уровней по модели Ферми-газа.

Спектры вторичных нейтронов измерялись спектрометром по времени пролета, описанным в работе [5]. Были проведены следующие измерения: 1) измерение с тритием в мишени, с образцом; 2) с тритием, без образца; 3) с гелием в мишени, с образцом; 4) с гелием, без образца. В каждом аппаратурном спектре учитывалось "мертвое" время. После приведения всех четырех измерений к одному счету монитора и интегратора тока спектр вторичных нейтронов определялся следующим образом:

$$N_{эф} = (N_1 - N_2) - (N_3 - N_4).$$

Временные спектры преобразовывались затем в энергетические и в области энергий ниже 3 Мэв данные по нескольким каналам

усреднялись в интервале 100 кэв. На рис. 1, 2 показаны спектры вторичных нейтронов для ядер Al , Cu , Nb , Th , U^{238} .

Согласно статистической теории, вероятность того, что составное ядро распадется на нейтрон и остаточное ядро, дается выражением

$$N(E_n) = \text{const } E_n \rho(U) \sigma_c(E_n, U), \quad (1)$$

где E_n — энергия вылетающих нейтронов; U — энергия возбуждения остаточного ядра; $\rho(U)$ — плотность уровней остаточного ядра; $\sigma_c(E_n, U)$ — сечение образования компаунд-ядра; здесь принималось постоянным. Наиболее часто употребляемыми в литературе выражениями для функции плотности ядерных уровней являются

$$\rho(U) \sim U^{-5/4} \exp(2\sqrt{aU}), \quad (2)$$

полученное из представления ядра как Ферми-газа с феноменологическим учетом остаточного взаимодействия в виде энергии спаривания, и

$$\rho(U) \sim \exp(U/T), \quad (3)$$

так называемое приближение постоянной ядерной температуры.

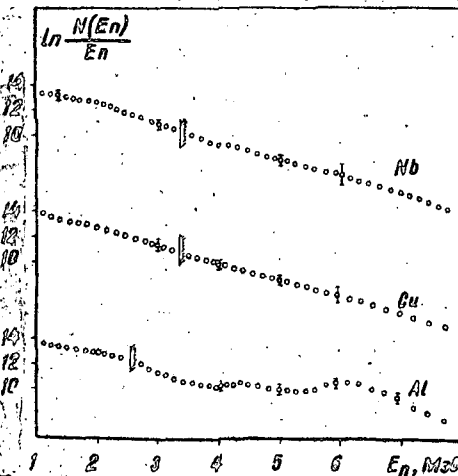


Рис. 1. Спектры неупруго рассеянных нейтронов для ядер Al , Cu , Nb (— — — границы определения параметров плотности ядерных уровней)

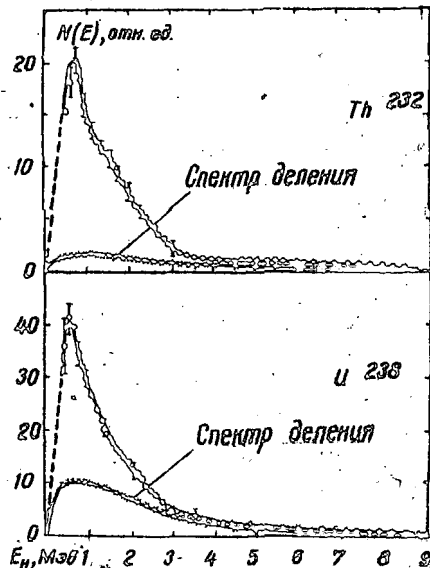


Рис. 2. Спектры вторичных нейтронов для ядер Th^{232} и U^{238} .

Сравнение измеренного спектра неупруго рассеянных нейтронов с теоретически предсказываемой формой спектра (1) позволяет определить параметры плотности ядерных уровней. В таблице приведены значения "а" и "Т" для ядер Al , Cu , Nb . Для определения соответствия функций (2,3) экспериментальным точкам использовался критерий χ^2 . Спектры вторичных нейтронов для ядер Th и U^{238} включают в себя нейтроны из реакций (n, f) , (n, nf) , (n, n') и $(n, 2n)$, а для определения параметров плотности ядерных уровней необходимо отделить нейтроны деления. Спектр нейтронов деления U^{238} рассчитывался по формуле Террелла, а Th^{232} — по формуле Уатта, аналогично тому, как это сделано в работе [6]. Площадь экспериментального спектра нормировалась на величину $G_f \nu_f + G(n, n') + 2G(n, 2n)$, а площадь спектра деления — на $(1-d) G_f \nu_f$, где d — доля предварительно испарившихся нейтронов. На рис.2 приведены спектры вторичных нейтронов и расчетные спектры деления для Th и U . После вычитания нейтронов деления в спектре остались нейтроны из реакций (n, n') и $(n, 2n)$. Метод Лекутера позволяет по суммарному спектру найти температуру ядра после испарения первого нейтрона. Спектр нейтронов можно записать в виде

$$N(E) = \text{const } E^{5/4} \exp(-n/m \cdot E/T_1)$$

и из сравнения с экспериментом определить T_1 . Зная температуру ядра после испарения первого нейтрона, можно определить параметр α

$$\alpha = (1/T + 5/4 \bar{U})^2 \bar{U}$$

Результаты определения параметров α и T для ядер Th^{232} и U^{238} также приведены в таблице.

Параметр, Мэв	Al	Cu	Nb	Th	U^{238}
T	$1,20 \pm 0,11$	$0,79 \pm 0,07$	$0,82 \pm 0,07$	$0,82 \pm 0,08$	$0,71 \pm 0,07$
α	$6,10 \pm 0,90$	$12,20 \pm 1,70$	$13,20 \pm 1,80$	$12,40 \pm 2,40$	$16,80 \pm 3,20$

Для исследования изменения температуры от энергии возбуждения в более широком интервале энергий определялась термодинамическая температура t , связанная с ядерной температурой соотношением

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{T} + \frac{5}{4\bar{U}}$$

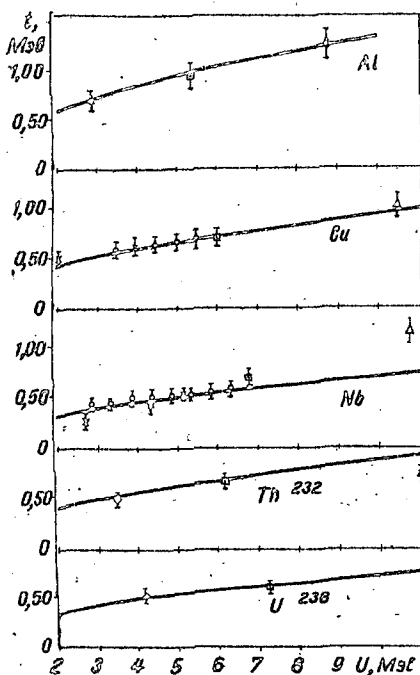


Рис.3. Зависимость термодинамической температуры от энергии возбуждения для ядер Al , Cu ,

Nb , Th , U^{238} ;

Δ - [1,67]; \times - [27]; \diamond - [3];

\circ - [4]; \square - данные авторов.

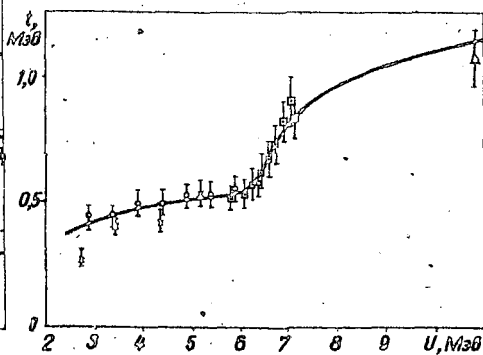


Рис.4. Зависимость термодинамической температуры от энергии возбуждения для Nb :

Δ - [17]; \times - [27]; \circ - [4];

\square - [17]; \boxplus - данные авторов.

Зависимость $t = f(U)$ приведена на рис.3. Для Nb термодинамическая температура, определенная в данной работе и в работе [17], отклоняется от экстраполяции в область более высоких энергий по модели Ферми-газа результатов работ [2,47]. Для более детального изучения спектра Nb в энергетическом диапазоне 0,8 - 3,6 Мэв термодинамическая температура определялась по участку в 1,5 Мэв через каждые 0,2 Мэв. Из рис.4 видно, что в диапазоне энергий возбуждения 6 - 7 Мэв происходит скачок в значении температуры. Термодинамическая температура для ядер Th^{232} и U^{238} сначала увеличивается с энергией возбуждения согласно модели Ферми-газа, а затем имеет тенденцию к постоянному значению.

Из результатов исследований можно сделать следующие выводы:

1) плотность уровней для ядер Al и Cu хорошо описывается моделью Ферми-газа с феноменологическим учетом остаточного взаимодействия;

2) изменение плотности уровней Nb , вероятно, может быть объяснено в рамках модели сверхтекучего ядра;

3) тенденция к постоянному значению термодинамической температуры для ядер U^{238} , Th^{232} может быть объяснено эффектом "смягчения" спектра из-за включения процессов $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$.

Л и т е р а т у р а

1. А н у ф р и е н к о В.Б., и др. Преприят ФЭИ-4, 1965.
2. Т х о н с о н D.V. - Phys. Rev., 1963, 129, 4.
3. В и с с и н о S.G. - Nucl. Phys., 1964, 60.
4. М а г и у а ш а М. - Nucl. Phys., 1969, А 131.
5. Б и р ю к о в Н.С. и др. - ПТЭ (в печати).
6. С а л ь н и к о в О.А. и др. - ДАН, т.32, № 4, 1968.
7. Ш у б и н Ю.Н. БИЦЯД, т.4, 1967.

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 4,37 Мэв

В.И.Попов, В.И.Трыкова

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В работе приводятся результаты измерений угловых распределений упруго и неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 4,37 Мэв на ядрах Li , B , Na , Cr , Ni , Sr и Nb . Использовался сцинтилляционный спектрометр со схемой разделения нейтронов и гамма-лучей по форме импульса.

In this report the results of the measurements on the angular distribution of elastically and inelastically scattered neutrons with initial energy 4,37 ± 0,18 MeV by Li , B , Na , Cr , Ni , Sr , Nb are given. Scintillation spectrometer with pulse shape discrimination gamma rays was used.

Целью настоящей работы было - дополнить существующие данные по упругому и неупругому рассеянию нейтронов в Мэв-ной области энергий на ядрах Li , B , Na , Cr , Ni , Sr и Nb . Все элементы использовались в естественной смеси, кроме B для которого получены данные по упругому рассеянию как для B^{10} , так и для $B_{ест}$.

Все исследованные элементы используются в реакторостроении, и потребность в получении для них ядерных констант весьма велика. Измерения спектров и дифференциальных сечений рассеянных нейтронов важны также для изучения структуры ядра и помогают проверять применимость различных моделей ядра. Измерения проводились на коллимированном пучке нейтронов. Источником нейтронов служила реакция $D(d,n)He^3$. Рассеиватели имели форму цилиндров высотой 4,5 см и диаметром 4,5 см; для Li , B и Na они были сплошными, а для Cr , Ni , Sr и Nb - полыми с внутренним диаметром 3 см.

Спектры рассеянных нейтронов измерялись под углами 30, 60, 90, 120 и 150° на ядрах Li , B , Na , Cr и Ni . Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов на ядрах Cr , Ni , Sr и Nb получены под углами 20 - 160° с интервалом 10°.

Детектором нейтронов служил сцинтилляционный спектрометр с дискриминацией гамма-лучей по форме импульса. Разрешение спектрометра с учетом толщины мишени составляло 280 кэв. Порог спектрометра был 0,35 Мэв. Анализ спектров производился при $E = 1$ Мэв и выше. Спектры обрабатывались на ЭВМ, причем применялось предварительное сглаживание аппаратурных распределений по 11 и 19 точкам методом парабол [1]. При обработке использовалась экспериментально полученная зависимость световых выходов от энергии.

В дифференциальные сечения упругого рассеяния введены поправки на угловое разрешение, ослабление потока и многократное рассеяние методом Монте-Карло [2].

В дифференциальные сечения неупругого рассеяния вводились поправки на ослабление потока нейтронов в образце.

В табл. I и на рис. I приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов. Угловые распределения, кроме B ,

Т а б л и ц а 1

θ°	$\delta(\theta)$, $\delta/\text{стерад}$			Na
	Li	B^{10}	B^{nat}	
30	0,413±0,025	0,221±0,018	0,267±0,021	0,408±0,030
60	0,117±0,009	0,111±0,008	0,078±0,006	0,095±0,009
90	0,097±0,009	0,033±0,003	0,038±0,003	0,058±0,004
120	0,117±0,010	0,045±0,004	0,046±0,004	0,038±0,004
150	0,204±0,018		0,126±0,009	0,033±0,003
20	1,584±0,048	1,509±0,060	1,283±0,060	1,125±0,056
30	1,030±0,023	0,761±0,030	0,570±0,017	0,470±0,024
40	0,603±0,014	0,349±0,035	0,175±0,013	0,157±0,008
50	0,270±0,011	0,121±0,048	0,054±0,005	0,072±0,006
60	0,112±0,005	0,059±0,003	0,111±0,006	0,119±0,006
70	0,050±0,004	0,041±0,003	0,194±0,010	0,170±0,008
80	0,045±0,005	0,033±0,002	0,202±0,011	0,147±0,007
90	0,061±0,006	0,044±0,003	0,137±0,014	0,086±0,008
100	0,080±0,008	0,071±0,003	0,066±0,010	0,036±0,003
110	0,093±0,009	0,089±0,004	0,036±0,004	0,019±0,002
120	0,088±0,004	0,077±0,003	0,038±0,021	0,026±0,002
130	0,071±0,007	0,045±0,002	0,053±0,006	0,042±0,002
140	0,052±0,005	0,027±0,003	0,074±0,008	0,065±0,006
150	0,053±0,007	0,037±0,001	0,110±0,012	0,091±0,005
160	0,070±0,007	0,062±0,003	0,158±0,009	0,112±0,006

Т а б л и ц а 2

Эле- мент	Еур, Мэв	30°	60°	90°	120°	150°
Li	0,48	28,2±5,6	24,4±4,0	26,0±4,4	28,5±5,5	23,9±5,4
Na	0,44	20,2±4,0	20,7±3,9	23,4±5,1	24,0±3,9	27,9±6,1
Na	2,08	11,2±2,4	12,4±2,8	16,5±3,3	15,4±3,8	23,7±5,9
Na	2,37	4,5±1,5	7,3±2,4	5,1±1,9	11,8±4,9	
Cr	1,46	28,6±4,8	28,7±5,7	35,3±7,0	33,0±6,2	27,2±5,2
Cr	2,43	14,9±3,7	13,9±3,4	16,3±4,0	16,8±4,3	15,9±3,5
Ni	1,45±					
	±1,33	34,1±5,1	33,7±5,6	28,2±4,9	30,2±6,1	23,8±5,1
Al	2,46	20,8±4,7	16,4±3,8	19,5±5,0	20,4±6,0	23,0±5,1

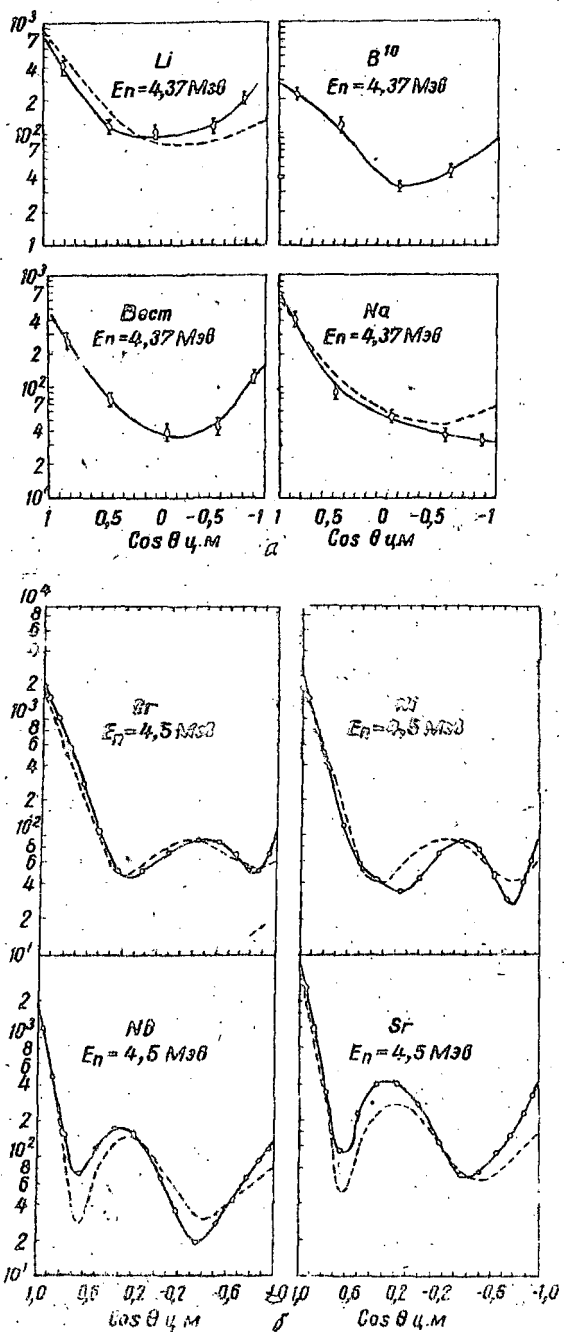


Рис.1. Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов на ядрах:

а - Li, B, Na
 при $E_n = 4,37 \text{ МэВ}$;
 б - Sr, Nd, Sr и Nd при $E_n = 4,5 \text{ МэВ}$. — — — эксперимент, - - - - - расчет по оптической модели.

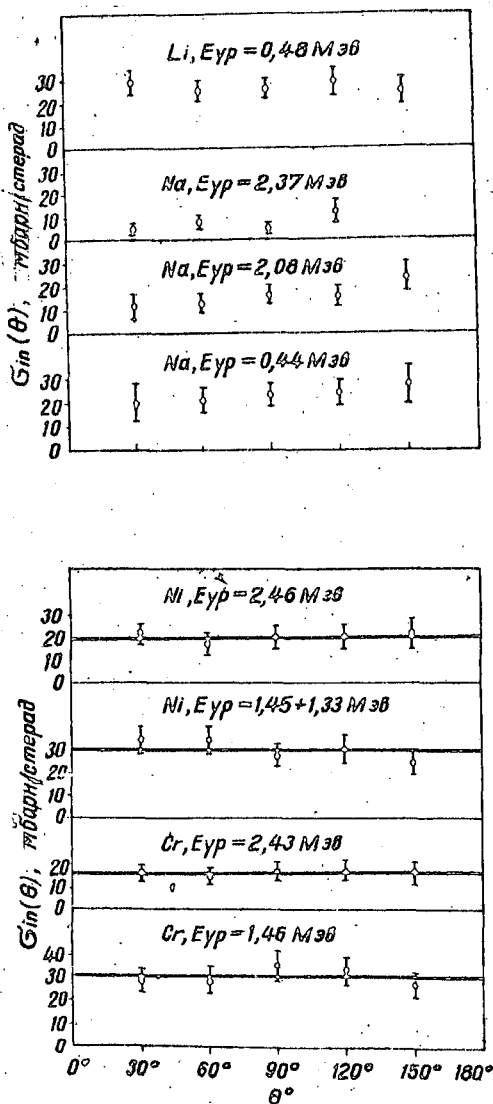


Рис.2. Угловые распределения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах Li , Na , Cr и Ni .

сравниваются с расчетами по оптической модели на основе потенциала типа Бьерклунда-Фернбаха [3]. При этом учитывалось упругое рассеяние через составное ядро.

В табл.2 и на рис.2 приведены дифференциальные сечения неупругого рассеяния как для отдельных уровней, так и групп уровней.

Л и т е р а т у р а

1. Д а н ц о ш К. Практические методы прикладного анализа. ГИФМЛ, 1961.
2. П о с п о в В.И.-БИЯД, вып.5, 1968, 129.
3. B j o r k l u n d F.J., F e r n b a c h S. - Phys.Rev., 1958, 109, 1295.

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $U^{238}(n, 2n)$ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,4 Мэв И ЕГО СВЯЗЬ С ПРОБЛЕМОЙ МЕЖДУНАРОДНЫХ ГАРАНТИЙ

Ш.Дарочи, П.Райч, Й.Чикаи

(ИФФ Университета им.Л.Косута, г.Дебрецен, ВНР)*

При помощи $Ge(Li)$ -детектора измерялось сечение реакции $U^{238}(n, 2n)$ при энергии нейтронов 14,4 Мэв. Получено значение 528 ± 58 мбарн. Примененная методика, в принципе, дает возможность определять без разрушения коэффициент обогащения нового уранового ТВЭЛ-а.

The $U^{238}(n, 2n) U^{237}$ reaction was measured at 14,4 MeV activation method using Ge/Li detector. The cross section was found to be 528 ± 58 mb. The experimental method used makes it possible to give a non-destructive determination of the enrichment ratio in new uranium fuel elements.

Измерение сечения реакции $U^{238}(n, 2n)$ на нейтронах с энергией 14 - 15 Мэв представляет интерес по той причине, что обычное различие между реакциями $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ [1] при делении топлива проводилось при участии МАГАТЭ, Вена.

ся ядрах может заметно изменяться из-за реакций (n, nf) и $(n, 2nf)$. При $E_n = 14,0$ Мэв получено, что $\sigma_n(2n) \approx 820$ мбарн [2,3]; $\sigma_{n,2n} \sim 650$ мбарн [4,5], а при $E_n = 14,5$ Мэв $\sigma_{n,2n} = 690$ мбарн.

В настоящей работе сечение реакции $\nu^{238}(n, 2n)$ было определено измерением интенсивности γ -линии 208 кэв ядра ν^{237} при помощи $Ge(Li)$ -детектора объемом 28 см³. Для измерения относительной и абсолютной эффективностей γ -спектрометра в диапазоне 100 - 650 кэв использовались источник γ -излучений Na^{149} [7] и γ -линии соответственно 201 + 204 ядра ν^{235} .

Экспериментальная методика. Толстая урановая мишень естественного изотопического состава получалась из порошка U_3O_8 прессованной; диск диаметром 19 мм и толщиной 1,47 мм имел вес 2,640 г.

Источником нейтронов служила реакция $H^3(\alpha, n)He^4$. Урановая мишень располагалась под углом $\pm 65^\circ$ к направлению пучка дейтронов; энергетический спектр падающих на мишень нейтронов имел максимум при энергии 14,37 Мэв; а средняя энергия нейтронов была $14,41 \pm 0,20$ Мэв. Чтобы избежать уменьшения нейтронного потока во время облучения (30 час), нейтронный генератор работал при малых интенсивностях пучка дейтронов.

Поток нейтронов определялся измерением абсолютной β - и γ -активностей Na^{24} -ядра-продукта реакции $Al^{27}(n, \alpha)$. β -активность была измерена при помощи торцового счетчика методом определенного телесного угла. Интенсивность γ -линии 2754 кэв ядра Na^{24} измерялась $Ge(Li)$ -детектором, относительная и абсолютная эффективности которого в диапазоне 180 - 3000 кэв были определены с помощью источника Ra^{226} и соответственно линии 2614 кэв (Th^{208}) источника Th^{232} [8]. Отклонение двух значений нейтронного потока составляло 5%, а среднее значение потока было $\sim 10^7$ нейтрон/см².сек.

Амплитудный анализ проводился на анализаторе типа DIDAC - 4000. Обработка γ -спектров осуществлялась как графическим методом, так и с помощью ЭВМ.

Линия 208 кэв ядра ν^{237} и линии 201+204 кэв ядра ν^{235} не разрешались; разрешение γ -спектрометра в районе 200 кэв составляло 6 кэв. Поэтому γ -спектр уранового диска был снят и перед облучением. Идентификация ν^{237} проводилась в промежутке времени 10 - 400 час с помощью полученного фоновой спектра. В диа...

зонах интересующих нас времени и энергии γ -линии от продуктов деления не наблюдались.

Результаты измерений и их обсуждение. Полученный период полураспада ядра U^{237} : $T_{112} = 6,50 \pm 0,13$ дней. Измеренное при средней энергии нейтронов 14,4 Мэв сечение

$$\sigma_{n,2n} = 528 \pm 58 \text{ мбарн}$$

хорошо согласуется с результатами работ [4,5].

Наиболее распространенной моделью для описания функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ является статистическая модель, разработанная Перлштейном [1]: Модель при неделящихся ядрах работает достаточно хорошо [9], но при делющихся имеет некоторые недостатки. По-видимому, основной недостаток модели заключается в том, что не учитывается конкуренция со стороны реакций (n, nf) и $(n, 2nf)$. Поэтому для выполнения расчетов при U^{238} мы попытаемся более последовательно воспользоваться методом Перлштейна.

Обозначим для ядра-мишени A $\sigma_{\text{пол}}^* = \sigma_{\text{пол}} - \sigma_{n,\gamma} - \sigma_{n,n'}^{\text{div}}$ и $\gamma_A = \Gamma_f / (\Gamma_f + \Gamma_n)$. Для оценки $\sigma_{n,2n}$ вначале мы имеем право вычесть из $\sigma_{\text{пол}}^*$ только парциальное сечение $\sigma_{n,f}$ (несмотря на то, имеется ли измеренное сечение $\sigma_{n,f}$ или нет). Введем также обозначение $\sigma_{nfn}^* = \sigma_{\text{пол}}^* - \sigma_{n,f}$ и получим

$$\sigma_{n,nf} = \sigma_{\text{пол}}^* \gamma_A$$

С использованием $\sigma_{\text{пол}}^* = \sigma_{\text{пол}} - \sigma_{n,nf}$ уже можно оценить значение $\sigma_{n,2n}$ по Перлштейну. Наконец, придется еще учитывать конкуренцию между реакциями $(n, 3n)$ и $(n, 2nf)$. Для этого с помощью γ_{A-1} разделяем остаточное сечение $\sigma_{\text{пол}}'' = \sigma_{\text{пол}}'' - \sigma_{n,2n}$ на сечения $\sigma_{n,2nf}$ и $\sigma_{n,3n}$.

Воспользовавшись значениями $\sigma_{\text{пол}} = 3013$ мбарн, $\sigma_{n,f} = 3$ мбарн, $\sigma_{n,n}^{\text{div}} = 318$ мбарн [10], $\sigma_{n,f} \approx 280$ мбарн [11], $\Gamma_n / \Gamma_f (U^{238}) \approx 3,63$ и $\Gamma_n / \Gamma_f (U^{227}) \approx 2,65$ [12] для U^{238} , при энергии нейтронов 14,4 Мэв получим следующие парциальные сечения, мбарн:

$$\sigma_{n,2n} = 435;$$

$$\sigma_{n,3n} = 1057;$$

$$\sigma_{n,nf} = 520;$$

$$\sigma_{n,2nf} = 400.$$

На основе предыдущих данных и значений $\sigma_{n,n'}^{comp} = 197$ мбарн [10], $\sigma_f = 1220$ мбарн [13] и $\sigma_{n,2n} = 528$ мбарн сечение реакции $(n, 3n)$ получается 744 мбарн. Поскольку метод Перлштейна пренебрегает сечением реакции $(n, n')^{comp}$, нельзя удивляться расхождениям между измеренными и расчетными значениями сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. В то же время надо обратить внимание на то, что сумма расчетных парциальных делительных сечений очень близка к экспериментальному сечению. Это тем более интересно, что изменяя исходное значение парциального сечения $\sigma_{n,f}$, например, на 550 или 0 мбарн, получаем сечения $\sigma_f = 1370$ мбарн и $\sigma_f = 1030$ мбарн соответственно, у которых согласие с экспериментом значительно хуже.

Примененный в настоящей работе для измерения $\sigma_{n,2n}$ активационный метод, в принципе, дает возможность сравнительно быстро и точно определить коэффициент обогащения новых урансодержащих ТВЭЛ-ов.

При наших условиях отношение активностей γ -линий I(208)/I(201+204) сразу после облучения оказалось равным 11,6. Исходя из этого можно предсказать при данном потоке нейтронов изменение отношения активностей в зависимости от значений коэффициента обогащения. Предполагая $\varphi \approx 5 \cdot 10^8$ н/см²-сек, $T_{обл} = T_{охл} = 3$ час, получаем

Изотоп U^{235} , вес. %	I(208)/I(201+204)
0,7	61
7	6
70	0,2

Л и т е р а т у р а

1. Pearlstein S. - Nucl. Sci. Eng., 1965, 23, 238.
2. Graves et al., 1958, quoted in J. D. Knight et al., - Phys. Rev., 1958, 112, 259.
3. Mather D.S., Pain L.F. - AWRE-O-47/69, 1969.
4. Poole M.J. 1954, quoted in Ref. /6/.
5. Phillips J.A. - AERE NP/R 2033, 1956.
6. Perkin J.L., Coleman R.F. - J. Nucl. Energy, 1961, 14, 69.
7. Lederer C.M., Hollander J.M., Perlman I. Tables of Isotopes, 6-th Ed., Wiley, New York, 1967.

8. Martin M.J., Blicher t - T o f t P.H. - NDT, A, 1970, 8, I.
9. Wen-deh Lu et al., Phys. Rev. C, 1970, 1, 350.
10. Prince A. CN-26/91, 2-nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors, Helsinki, 1970.
11. Dunford C.L. Nucl. Data for Reactors, Vol. I, 429. IAEA, Vienna, 1967.
12. Huisenga J.R., Vandenbosch R. Nuclear Reactions, v. II. North - Holland, Amsterdam, 1962.
13. BNL 325, Second Ed., Supplement N 2, USAEC, 1965.

СУММАРНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ ($n, 2n$) ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ
ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14 Мэв

З.Бедъи, И.Чикаи

(ИЭФ Университета им. Л.Кочута, Дебрецен, ВНР)*

Систематика сечений реакций ($n, 2n$) была разработана с использованием экспериментальных данных и зависимости сечений от $N-Z$ [3]. Вычислив сечения реакций ($n, 2n$) для каждого естественного изотопа элементов, получили сечение реакций $\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$ для данного элемента с усреднением на распространенности изотопов. Даны результаты для сечений реакций $\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$ с краткой дискуссией.

An ($n,2n$) cross section systematics has been developed containing experimental data and using the $N-Z$ dependence of these cross sections [3]. After having calculated the /partial/ data the $\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$ values for elements were obtained from averaging over isotopic abundances. The $\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$ cross sections are given with minor discussions.

Среди сечений для нейтронов с энергией 14 Мэв наиболее полные данные известны для реакции ($n, 2n$). Реакция ($n, 2n$) разрешена энергетически на 278 изотопах элементов, но только в 168 случаях реакция ведет к образованию радиоактивного остаточного ядра. До сих пор сечение было измерено для 113 изотопов с помощью активационного метода за исключением некоторых случаев.

Большое число неизвестных данных объясняется, с одной стороны, неблагоприятной схемой распада остаточного ядра или периодом полураспада, а с другой стороны, это связано с трудностью определения абсолютного выхода нейтронов в случае стабильных ядер [1,2].

* Работа проводилась при участии МАГАТЭ, Вена.

Сечений реакции ($n, 2n$) для естественных смесей
изотопов при энергии 14,7 Мэв

z	Элемент	$\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$, мбарн	z	Элемент	$\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$, мбарн
1	H	26 ± 3	23	V	565 ± 55
3	Li	60 ± 10	24	Cr	407 ± 70
4	Be	500 ± 100	25	Mn	896 ± 44
7	N	7,67 ± 0,7	26	Fe	474 ± 35
9	F	53,9 ± 5,6	27	Co	883 ± 87
11	Na	43,3 ± 9	28	Ni	183 ± 15
15	P	10,5 ± 0,9	29	Cu	684 ± 10
20	Ca	15 ± 1,5	30	Zn	565 ± 48
21	Sc	326 ± 16	31	Ga	1140 ± 210
22	Ti	341 ± 45	32	Ge	982 ± 40
33	As	1111 ± 34	60	Nd	1795 ± 130
34	Se	1076 ± 94	62	Sm	1668 ± 196
35	Br	1105 ± 45	63	Eu	1784 ± 180
36	Kr	1320 ± 145	64	Gd	1741 ± 127
37	Rb	1548 ± 160	65	Tb	1875 ± 144
38	Sr	1366 ± 117	66	Dy	2193 ± 124
39	Y	900 ± 120	67	Ho	2170 ± 300
40	Zr	1038 ± 33	68	Er	1933 ± 120
41	Nb	1082 ± 86	69	Tm	2000 ± 115
42	Mo	1120 ± 117	70	Yb	1915 ± 130
44	Ru	1153 ± 90	71	Lu	1940 ± 150
45	Rh	893 ± 100	72	Hf	2090 ± 144
46	Pd	1491 ± 200	73	Ta	2220 ± 370
47	Ag	1456 ± 160	74	W	2231 ± 164
48	Cd	1414 ± 130	75	Re	1791 ± 130
49	In	1746 ± 70	76	Os	2136 ± 160
50	Sn	1494 ± 115	77	Ir	2125 ± 153
51	Sb	1688 ± 126	78	Pt	2177 ± 165
52	Te	1495 ± 90	79	Au	2122 ± 180
53	J	1655 ± 55	80	Hg	2100 ± 160
54	Xe	1597 ± 120	81	Tl	1906 ± 250
55	Cs	1572 ± 70	82	Pb	1953 ± 157
56	Ba	1694 ± 110	83	Bi	2214 ± 100
57	La	1732 ± 103	90	Th	1280 ± 80
58	Ce	1739 ± 72	92	U	688 ± 30
59	Pr	1787 ± 112			

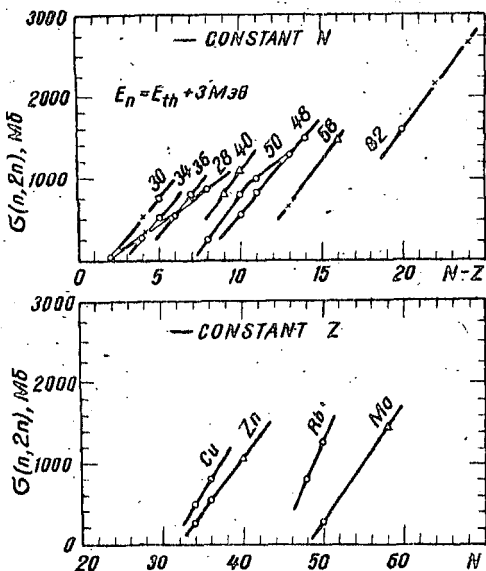


Рис. I. Зависимость сечения реакции $(n, 2n)$ от $N-Z$ при избытке надпороговой энергии 3 Мэв.

То, что сечение реакции $(n, 2n)$ при $E_n \gg E_{\text{порог}}$ и Z и N — постоянных в первом приближении линейно зависит от $N-Z$ (рис. I) — дает возможность для оценки неизвестных данных. Ввиду того, что формула Вайскопфа

$$\tilde{\sigma}_{n, 2n} = \tilde{\sigma}_0 \left[1 - \left(1 + \frac{\varepsilon}{T} \right) e^{-\frac{\varepsilon}{T}} \right]$$

(ε — избыток надпороговой энергии; T — температура ядра) хорошо предсказывает форму функции возбуждения реакции $(n, 2n)$, на основе систематики можно определить сечение реакции $(n, 2n)$ для элементов при различных энергиях нейтронов.

Сечения $(n, 2n)$ были рассчитаны для нейтронов с энергией 14,7 Мэв, при которой проводилось большинство экспериментов с учетом процентного содержания изотопов в естественной смеси и сечений реакции $(n, 2n)$. В таблице представлены сечения реакции для естественных смесей изотопов при энергии 14,7 Мэв. Как видно из рис. 2, для элементов $Z \leq 20$ $\langle \sigma_{n, 2n} \rangle$ ниже 0,1 барна, исключая Be , а в случае $Z > 20$ сечение реакции растет с атомным числом приблизительно до 2,1 барна за исключением Tl и U . Четно-нечетный эффект проявляется для соседних ядер в интервале $20 \leq Z \leq 38$. Для нечетных Z сечение реакции выше соседних.

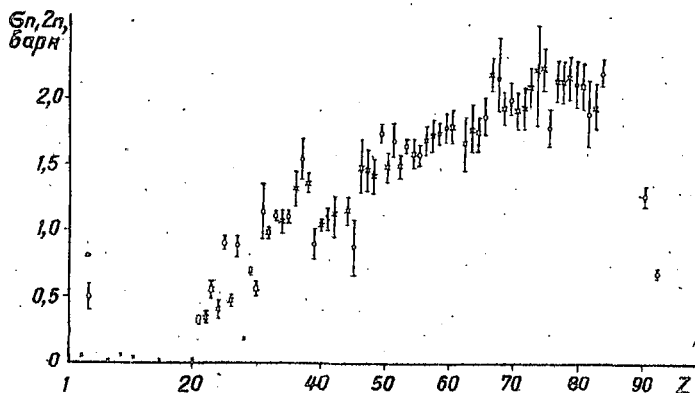


Рис.2. Сечение реакции $(n, 2n)$ для естественных смесей изотопов при энергии 14,7 Мэв.

В интервале $39 \leq Z \leq 45$ более низкие сечения реакций объясняются относительным вкладом неупругих сечений [3]. При упомянутой выше энергии были экспериментально определены сечения реакции 32 элементов, которые хорошо согласуются с общим ходом кривой $\langle \sigma_{n,2n} \rangle_Z$ от Z .

Л и т е р а т у р а

1. Csikai J., Buszko M., Bódy Z., Demény A. Atomic Energy Review, VII, 1969, 4.
2. Bódy Z. Thesis Kossuth Univ. Debrecen, 1971.
3. Csikai J., Pető G. - Phys. Lett., 1966, 20; Acta Phys. Hung., 1967, 23.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ И
АТОМНОГО ЧИСЛА

И.Ангели, И.Чикаи

(ИЭФ Университета им.Л.Кошута, Дебрецен, ВНР)^x

Исследованы полные сечения реакций в зависимости от массового числа. Оказалось, что для легких ядер имеется корреляция между параметром радиуса ядра (r_0) и средней энергией связи нуклонов в ядре (ϵ): $r_0 \cdot \epsilon \approx 11$ Мэв·фм. В случае средних и тяжелых ядер можно указать простое эмпирическое выражение, которое дает зависимость сечения реакций от массовых чисел. Показано, что это выражение объясняется с помощью ядерно-физического эффекта Рамзауера при реальных значениях глубины оптического потенциала и конечной толщины поверхности ядра.

The mass number dependence of total neutron cross sections was investigated. For light nuclei, it was found that a definite correlation exists between the nuclear radius parameter r_0 and the binding energy per nucleon ϵ , namely: $r_0 \cdot \epsilon \approx 11$ MeV·fm. For medium and heavy nuclei, a simple empirical expression can be given to describe the dependence of cross sections on mass numbers. It is shown that this expression can be well interpreted by the nuclear Ramsauer effect with a reasonable value of the real optical potential depth and a finite surface thickness.

Из совокупности сечений реакций, вызванных нейтронами, наиболее полные и точные данные относятся к полным сечениям реакций. Оптическая модель хорошо описывает грубую структуру сечений реакций в зависимости от энергии и массового числа. Однако тонкая структура σ_T мало исследована [1]. Цель нашей работы — сбор информации на основе выполненных в одинаковых условиях измерений при энергии 14 Мэв и обработка литературных данных, относящихся в частности к зависимости σ_T от массового числа.

^{x/} Работа проводилась при участии МАГАТЭ, Вена.

Исследуется проявление в полном сечении эффекта оболочки [2], зависимости от $n-Z$ [3 - 5] и четно-нечетного эффекта. Это условие определило выбор исследуемых элементов. Измерения сделаны при "хорошей геометрии" с использованием стильбен-детектора и дискриминации по форме импульсов.

Для выявления общих тенденций измеренные сечения были нормированы по формуле для "черного ядра". Полученные таким образом результаты как функция Z для легких ядер приведены на рис.1.

При общей тенденции к уменьшению сечения с увеличением Z видны четкие колебания в этой величине. Для параметра электрического радиуса ядра r_0, el тоже наблюдаются аналогичные изменения. Таким образом, изменение сечения реакции зависит от r_0 . Нами исследован вопрос, имеется ли связь между r_0 и данными, характеризующими другие общие свойства ядер. Для обратной величины средней энергии связи нуклонов в ядре (ϵ) имеется аналогичная тенденция [6]. Следующая зависимость выполняется в исследованном интервале: $r_0 \epsilon \approx 11 \text{ Мэв} \cdot \text{Фм}$ (см.рис.1). Расчеты Хартри-Фока [7] для r_0 и ϵ дали аналогичные результаты в интервале $7 \leq Z \leq 20$.

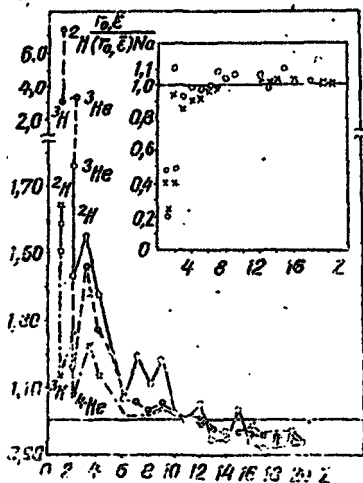


Рис.1. Приведенные значения полных сечений и других величин в зависимости от Z :

$$\frac{\sigma}{\epsilon} \left(\frac{r_0}{\epsilon} \right) \approx \frac{11 \text{ Мэв} \cdot \text{Фм}}{\epsilon} \cdot \frac{r_0}{\epsilon} = \frac{11 \text{ Мэв} \cdot \text{Фм}}{\epsilon^2} \cdot r_0$$

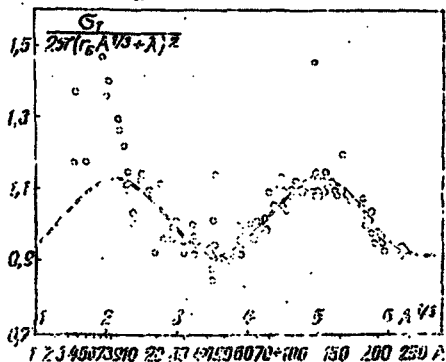


Рис.2. Зависимость

$$\frac{\sigma}{\epsilon} \left(\frac{r_0}{\epsilon} \right) \approx \frac{11 \text{ Мэв} \cdot \text{Фм}}{\epsilon^2} \cdot r_0$$

от массового числа $A^2 \frac{A+1}{A}$
 $r_0 = 1,43 \text{ Фм}$ $\lambda = 1,22 \frac{A+1}{A}$

На рис. 2 показаны отношения полных сечений, измеренных и рассчитанных в зависимости от массового числа. Наблюдаемые изменения отношения для $A \geq 27$ хорошо описываются следующим выражением:

$$\frac{\sigma_T}{2\pi(r_0 A^{1/3} + \lambda)^2} = 1,02 - 0,1 \cos(2,18 A^{1/3} - 1,25). \quad (1)$$

(Пунктирная кривая на рис. 2.)

Сопоставление этой формулы с измеренными данными говорит о следующем: четный - нечетный эффект не более 1-2%; расхождения, полученные у пар ядер с разными значениями $N - Z$, можно объяснить связью $r_0 - \epsilon$.

Формулу (1) легко получить из общего выражения сечения реакции, учитывая что

$$\sigma_T = 2\pi \lambda^2 \sum_z (2z+1) (1 - \operatorname{Re} \eta_l),$$

$$\eta_l = \rho_l = \rho_l^{i\delta} \quad (l \leq l_{\max})$$

и

$$\eta_z = 1 \quad (z > l_{\max}).$$

Отсюда следует

$$\sigma_T = 2\pi (R + \lambda)^2 (\lambda - \rho \cos \delta). \quad (2)$$

Колебания вызываются упругим рассеянием. Смещение фаз δ определено с помощью ядерно-физического эффекта Рамзауера [8]. Считая ядро однородной преломляющей средой,

$$\delta = \frac{\bar{c} (n-1)}{\lambda},$$

где \bar{c} - усредненная длина струны; $n = \sqrt{\frac{E+U}{E}}$ - показатель преломления; λ - приведенная длина волны падающих нейтронов на ядро. Поскольку \bar{c} пропорционально радиусу ядра, то $\delta = c \cdot A^{1/3}$, что согласуется с экспериментальным выражением.

Постоянное смещение фаз объясняется такой толщиной поверхности (t), в которой потенциал изменяется от 0 до U . Мы получаем согласующиеся результаты с выражением (1), если $U = 48$ Мэв и $t = 1,6$ фм. При этом значение $\rho \approx 0,1$, если мнимый потенциал $W = 11$ Мэв. Однако исследование колебания показывает, что должна быть значительная поверхностная абсорбция. По нашим исследо-

ваниям [9] ядерно-физический эффект Рамзауера хорошо дает зависимость полных сечений реакций от массового числа в интервале энергии 0,5 - 40 Мэв (рис.3, а, б).

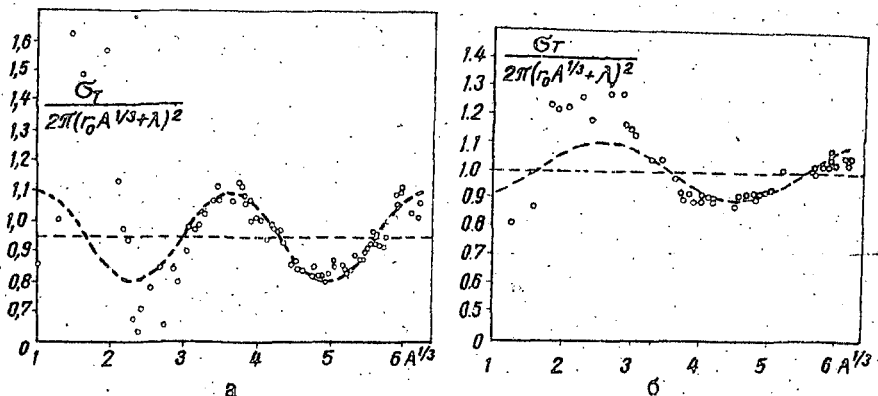


Рис.3.

Учет эффекта Рамзауера:

а - $r_0 = 1,4$ Фм; $E = 50$ Мэв;

б - $r_0 = 1,4$ Фм; $E = 24,8$ Мэв.

Предложенный нами метод дает возможность легче вычислить полные сечения, чем с помощью квантовой механической оптической модели. Практически это имеет большое значение при планировании быстрых реакторов и защиты от излучений.

Л и т е р а т у р а

1. Dukarevich Yu.V., Dumin A.N., Kaminker D.M. - Nucl. Phys., 1967, A92, 433.
2. Borgmann M. - Nucl. Phys., 1965, 65, 257.
3. Levkovskii V.N. - JETP, 1958, 6, 1174.
4. Csikai J., Petro G. - Phys. Lett., 1966, 20, 52.
5. Csikai J. et al. - Nucl. Phys., 1967, A95, 229.
6. Angeli I., Csikai J., Hunyadi I. - Phys. Lett., 1969, 29B, 36.
7. Ripka G.P. - Nucl. Phys. (to be published).
8. Peterson J.M. - Phys. Rev., 1962, 125, 955.
9. Angeli I., Csikai J. - Nucl. Phys., 1970, A158, 309.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ U И Th

ВБЛИЗИ ПОРОГА РЕАКЦИИ ($n, 2n'$)

Е.Барутчугил, Ш.Юхас, М.Варнадь, Ш.Надь, Й.Чикаи
(ИЭФ Университета им. Л.Кошула, Дебрецен, ВНР)^X

Измерены угловые распределения осколков деления U и Th при облучении нейтронами с $E_n = 14,1$ Мэв с помощью диэлектрических детекторов. Наблюдалось влияние порога реакции ($n, 2n'$).

The angular distributions of fragments from neutron induced fission of ^{238}U and ^{232}Th are measured by means of polycarbonate track detectors at the energy $E_n = 14,1$ Mev. The effect of ($n, 2n'$) threshold has been observed.

Из экспериментальных данных распределения осколков можно узнать о состояниях ядра в седловой точке. Теоретически ожидается, что значение анизотропии ($R = W(0^\circ)/W(90^\circ)$) увеличивается вблизи порогов реакций (n, f); ($n, n'f$); ($n, 2n'f$) [1, 2]. В случае ^{238}U при порогах реакций (n, f) и ($n, n'f$) по экспериментальным данным [3 - 5] анизотропия R имеет максимум, однако при пороге реакции ($n, 2n'f$) из-за больших погрешностей в данных ожидаемое небольшое увеличение анизотропии не обнаружено однозначно. Эмма и др. [4] исследовали значение R при энергиях $E_n = 12 - 18$ Мэв в случае реакции ($n, 2n'f$) с целью решения вопроса о максимуме вблизи порога. Поскольку в интервале энергии 13,5 - 16 Мэв, где ожидается самое большое изменение R по функции возбуждения, измерение поэтому представилось целесообразным провести дальнейшие измерения в этом интервале энергий. В случае ^{232}Th по работам [3, 6 - 8] R имеет четкий минимум при пороге реакции (n, f), однако по работе [3] она имеет максимум при пороге реакции ($n, 2n'f$). При пороге реакции ($n, 2n'f$) из-за больших разбросов и погрешностей данных в работах [3, 9, 10] вопрос о существовании максимума не решен. Данные, относящиеся к анизотропии, группируются вокруг значения $R \approx 1,5$ или $R \approx 1,8$.

X/ Работа проводилась при поддержке МАГАТЭ, Вена.

Принимая во внимание значения анизотропии, относящиеся к энергиям ниже и выше 14 Мэв, значение $R \approx 1,6$ указывает на умеренное увеличение значения анизотропии около порога реакций ($n, 2n'f$). Нами исследовались угловые распределения осколков деления ^{238}U и ^{232}Th при энергии нейтронов $14,1 \pm 0,1$ Мэв с помощью диэлектрического детектора (должкарбоната), который имеет большую стабильность и свободен от фона.

Мишени диаметром 10 мм и толщиной $1,3 \text{ мг/см}^2$ U_3O_8 и ThO_2 облучались нейтронами энергией 14,1 Мэв. Установка облучения и детектирования показана на рис.1. Облучение проводилось в течение 150 час. После облучения детекторы протравливались в 20%-ном растворе NaOH при температуре 70°C в течение 1,5 час. Таким образом, выявлены следы осколков (рис.2).

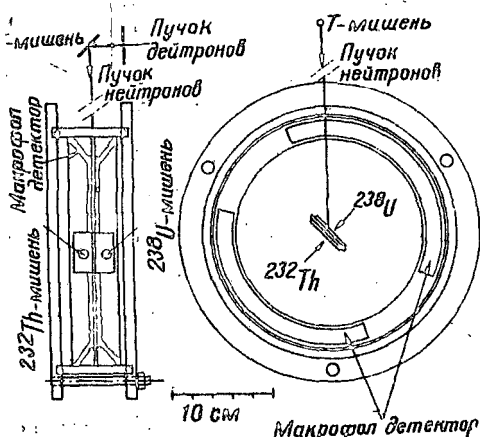


Рис.1.

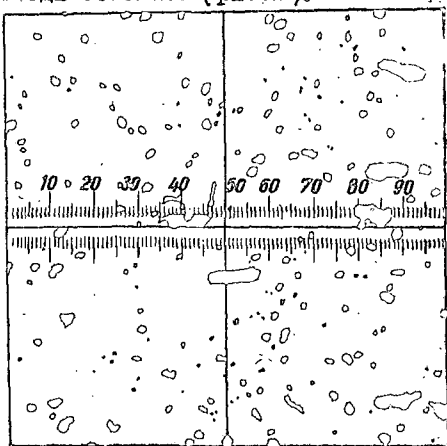


Рис.2.

Число подсчитанных осколков составляет 23000 для урана и 6000 для тория. Экспериментальные данные со статистическими погрешностями в системе центра массы показаны на рис.3, где \times - ^{238}U — $-E_n = 14,7$ Мэв, Δ - ^{238}U — $-E_n = 14,1$ Мэв, \circ - ^{232}Th — $-E_n = 14,1$ Мэв.

Экспериментальные данные описаны следующей функцией, найденной с помощью метода наименьших квадратов:

$$W(\theta) = \sum_{n=0}^N a_{2n} \cos^{2n}\theta.$$

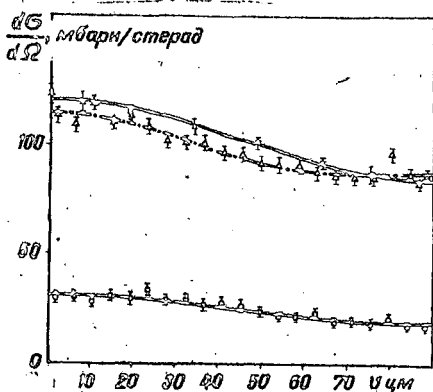


Рис.3.

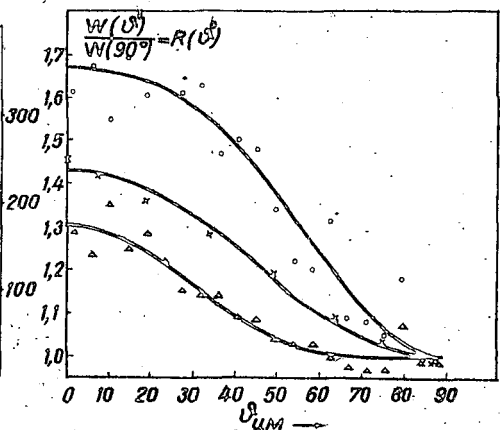


Рис.4.

С помощью попытки χ^2 устанавливали, что при учете точности данных измерения для $n = 2$, согласие оптимально. Считая правильным значение интегрального сечения для урана ($\sigma(^{238}\text{U}) = 1,18$ барн), нашли абсолютное дифференциальное сечение для ^{238}U , интегральное сечение для ^{232}Th и абсолютное дифференциальное сечение для ^{232}Th . Параметры, полученные по формуле, приведены в таблице.

Мишень	Энергия	Коэффициенты полинома Лежандра	Анизотропия
^{238}U	14,1	$88,7 \pm 0,4; -2,3 \pm 2,0; 29,0 \pm 1,9$	$1,30 \pm 0,03$
^{238}U	14,7		$1,43 \pm 0,05$
^{232}Th	14,1	$18,2 \pm 0,2; 19,3 \pm 0,9; -7,2 \pm 0,9$	$1,66 \pm 0,07$

Полученное из трех измерений относительное угловое распределение $W(\theta)/a_0$, нормированное при 90° , показано на рис.4, где

- x- ^{238}U $E_n = 14,7$ Мэв;
- Δ- ^{238}U при $E_n = 14,1$ Мэв;
- o- ^{232}Th $E_n = 14,1$ Мэв.

Для урана значение параметра анизотропии между 14 - 15 Мэв увеличивается, как это видно на рис.4. Наш результат находится в

согласии с данными Эмма и др. [4]. Эти результаты подтверждают теоретически ожидаемое [2]. Полученное нами значение R , равное 1,66, указывает на влияние порога реакции ($n, 2n'$).

Л и т е р а т у р а

1. Bohr A. Proc. UN Int. Conf. UAE, 1956, 151.
2. Griffin James - J. Phys. Rev., 1959, 115, 107.
3. Leachman R.B., Blumberg L. FR, 137, BB14, 1965.
4. Эмма V., Lo Nigro S., Milone C. NP, A157, 449, 1970.
5. Lo Nigro S., Milone C. NP, A151, 1970, 192.
6. Вешкми А.Н., Нуйзенга J.R., Робертс J.E. NP, A118, 65, 1968.
7. Lo Nigro S., Milone C. Preprint PP/167, INFN, Catania, Italy.
8. Ермагашбетов S.B., Смиренькин G.N. - Journ. of Nucl. Phys., 1970, USSR, II, 1164.
9. Henkel R.L., Broolley J.E. - Jr. Phys. Rev., 1956, 103, 1292.
10. Gönnewein F., Pfeiffer E.P. - Zeitschrift für Phys. 1967, 207, 299.
11. Сэйкаи J., Магу S. - Journ. of Nucl. Energy, 1967, 21, 375.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ 14 МЭВ НЕЙТРОНОВ НА ЛЕГКИХ И СРЕДНИХ ЯДРАХ

Д.Зелигер, К.Зейдель, Д.Вольфарт

(Секция физики Технического университета, Дрезден, ГДР)

В данной работе дополнительно к равновесной статистической модели применяется неравновесная статистическая модель Гриффина [3 - 5] для правильного описания спектра рассеяния в широкой области энергии и получения информации о механизме процесса неупругого рассеяния.

In addition to the equilibrium statistical model, the paper deals with the application of the non-equilibrium statistical model of Griffin [3 - 5] to describe correctly the neutron spectrum within a wide energy range and to obtain information on the mechanism of the inelastic scattering process.

Механизм неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14 Мэв охватывает очень широкий спектр, начиная с одноступенчатого прямого процесса при возбуждении низколежащих состояний [1] до предельного механизма реакций через промежуточное ядро при возбуждении высоколежащих состояний конечного ядра [2]. Одна только равновесная статистическая теория ядерных реакций не в состоянии объяснить весь спектр неупругого рассеяния.

Для сравнения с теорией применяются новые экспериментальные данные - интегральные спектры $\frac{d\sigma}{dE}$ и дважды дифференциальные спектры $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$ неупругого рассеяния 14 Мэв нейтронов на ядрах Be, C, Mg, Al, Si, P, Mn, Fe, Ni, Cu, Zn [6]. Спектры измерены с помощью спектрометра по времени пролета с импульсным источником 14 Мэв нейтронов [7], оснащенного системой электронной дискриминации γ -квантов [8], в области углов 52,9 - 131,1° и с порогом регистрации 0,95 Мэв, при разрешении около 1,5 нсек/м. Абсолютная калибровка сечений производилась методом прямого счета сопровождающих α -частиц из реакции $T(\alpha, n)He^4$ [9]. Все операции по обработке спектров и вычислению абсолютных спектров, включая операции коррекций и перевода в систему д.м., проводились с помощью вычислительной программы NADJA [10].

Модель для описания спектров неупругого рассеяния

На рис. 1 изображена модельная картина о механизме протекания неупругого рассеяния. Модель Гриффина исходит из того, что составная система под влиянием остаточных двухчастичных сил совершает переходы с возрастающим числом квазичастиц $\Delta n = +2$. При каждом переходе составная система может испускать одну частицу в континуум состояний с вероятностью, пропорциональной отношению

$$\rho_{n-1}(U) \rho_k / \rho_n(E_0), \quad (1)$$

где плотность ρ - квазичастичных состояний в зависимости от энергии возбуждения E^* системы выражается [3]

$$\rho_n(E^*) = g(gE^*)^{n-1} / n! (n-1)!. \quad (2)$$

Здесь U - энергия возбуждения остаточного ядра; E_0 - энергия возбуждения составной системы; ρ_k - плотность одночастичных состояний в континууме.

Учитывая конечную прозрачность ядерной поверхности, Блэнн [4] получил для вероятности неравновесного испускания нейтрона в энергетическую область $E \dots E+E$

$$P(E) dE = \frac{d(2S+1)\mu}{9E_0} E \sigma_{inv}(E) \sum_{n=1}^{\bar{n}} \sum_{n_i=n}^{\bar{n}} \left(\frac{v}{E_0}\right)^{n-2} \times n(n-1) dE, \quad (3)$$

где d - постоянная, не зависящая от энергии и A ; μ - приведенная масса; g - плотность одночастичных состояний вблизи границы Ферми; σ_{inv} - сечение обратной реакции; n_i - число квазичастиц после первого акта взаимодействия; \bar{n} - соответственно в состоянии равновесия системы $\bar{n} \approx (aE_0)^{1/2}$;

a - параметр плотности уровней составного ядра; N - верхняя граница суммирования.

Равновесный спектр эмиссии описывается проверенной формулой Вайскопфа-Эвинга с функцией плотности Ферми-газа

$$C_1(E, a) \sim \frac{E \sigma_{inv}(E)}{(U+n)^2} \exp[2(aU)^{1/2}] \quad (4)$$

или моделью с постоянной температурой

$$C_2(E, T) \sim E \sigma_{inv}(E) \exp[U/T]. \quad (5)$$

Экспериментальные спектры неупругого рассеяния сравниваются со смесью равновесного и неравновесного спектров

$$\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{nn'}^{zh} = K_1 \left\{ C_1(E, a) + K_2 E \sigma_{inv}(E) \sum_{n=2}^{\bar{n}} \left(\frac{v}{E_0}\right)^{n-1} n(n+2) \right\}. \quad (6)$$

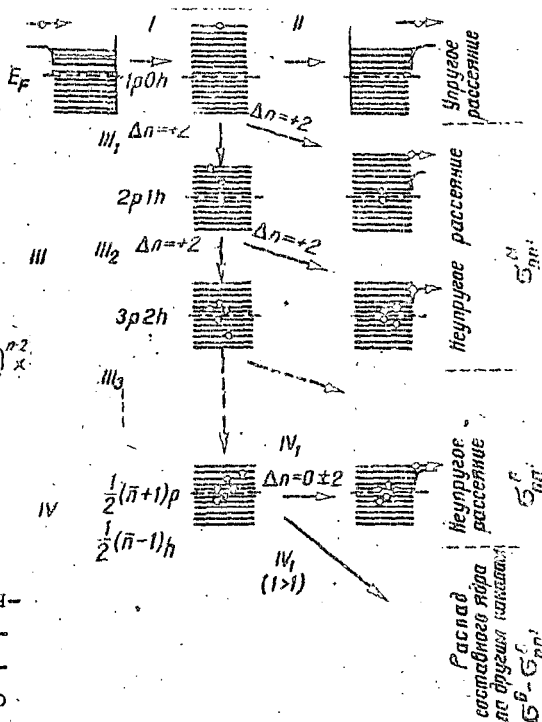


Рис. 1. Модельная картина механизмов неравновесного и равновесного неупругого рассеяния на основе модели Гриффина.

со свободными параметрами K_1 , K_2 , α (или T). Вместо неизвестного сечения обратного процесса применяется сечение поглощения из оптической модели [11]. Неравновесная часть спектра в формуле (6) по сравнению с выражением (3) представлена в несколько более общем виде. Подходящий выбор параметров γ и α , значения которых согласно формулам (2) и (3) равны соответственно 2 и -1 , позволяет проверку влияния формы n -квазичастичной плотности $\rho_n(E^*)$ на результаты анализа. Оптимальные параметры K_1 , K_2 , α (или T) выбираются с помощью программы подгонки "NONEQUI" [12] по наилучшему согласию с экспериментом.

Результаты анализа

Интегральные спектры неупруго рассеянных нейтронов для нескольких ядер показаны на рис.2. Форма этих спектров хорошо описывается с помощью выражений (5) и (6) во всей области энергии от 2 до 14 Мэв, в то время как в случае применения одной только формулы (5) всегда наблюдается заметный "избыток" высокоэнергетических нейтронов. Заметные флуктуации экспериментального спектра около теоретической кривой в случае фосфора обусловлены недостаточной статистикой уровней. Все расчеты выполнены с параметрами $\gamma = 2$ и $\alpha = -1$. Качественно столь же хорошее описание формы спектра получается для комбинации (4) и (6), при этом, однако, неравновесная часть спектра больше, чем на рис.2.

Высокоэнергетическая часть спектра (6) из-за $(\frac{v}{E_0}) \ll 1$ главным образом определяется первым членом суммы (3). Это дает возможность непосредственного определения n_i из наклона экспериментальных спектров в области высоких энергий. Для семи ядер Al , P , Mn , Fe , Ni , Cu и Zn в среднем из интегральных спектров получено $n_i = 3,51 \pm 0,22$, а из спектра $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial Q}$ под углом $52,9^\circ$ $n_i = 3,07 \pm 0,14$. Это указывает на то, что после первого акта взаимодействия составная система находится в 3-квазичастичном состоянии. Попытки описания спектров с $n_i = 5$ во всех случаях дали неудовлетворительное описание экспериментальных спектров.

Вклад членов суммы (3) в неравновесный спектр очень быстро падает с увеличением n . Помимо преобладающего процесса неупругого рассеяния с возбуждением одной частично-дырочной пары в

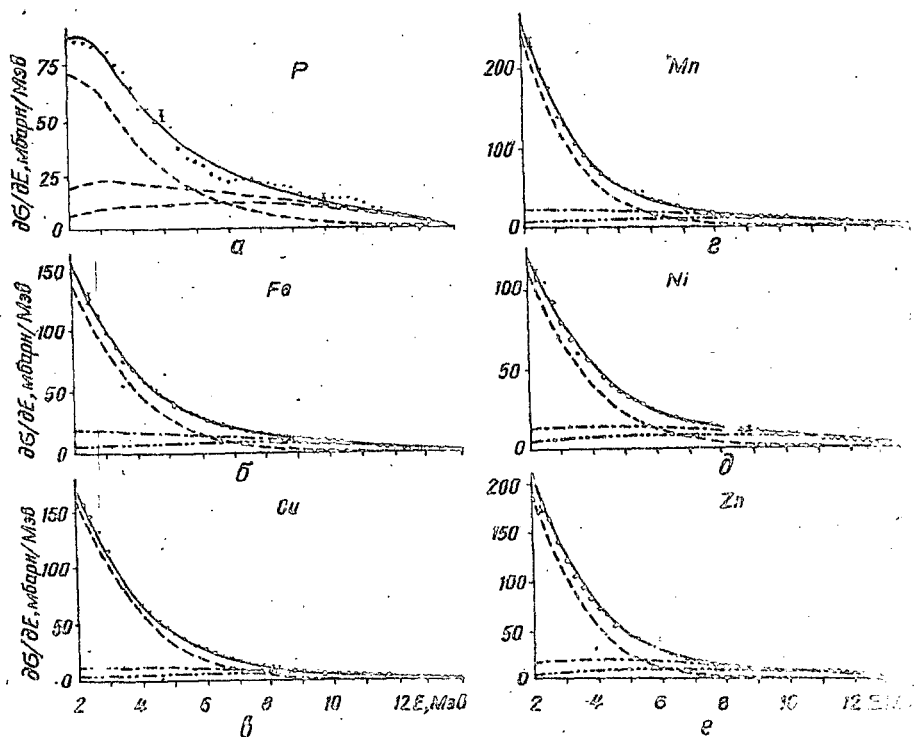


Рис. 2. Интегральные спектры неупругого рассеяния для шести ядер. Обозначение теоретических кривых: — весь спектр $(\frac{d\sigma}{dE})_{\text{ин}}$, согласно формуле (6); \cdots — вклад неравновесных процессов; $-\cdot- — вклад первого члена суммы (3) в неравновесный спектр; $- \cdot -$ — вклад равновесных процессов; а — $T = 1,67$ Мэв; б — $T = 1,31$; в — $T = 1,24$; г — $T = 1,09$; д — $T = 1,03$; е — $T = 1,03$ Мэв.$

конечном ядре, заметные вклады дают только следующие две ступени взаимодействия, т.е. переходы в системы с 5 и 7 квазичастицами. В рамках модели получаются абсолютные величины этих вкладов и соответствующие спектры испущенных частиц.

На рис. 3 показаны результаты анализа при изменении верхней границы суммирования N в выражении (6), подтверждающие эти выводы. Система, пережившая 2-3 перехода не распадаясь, с большой вероятностью переходит в составное ядро со средним числом к-

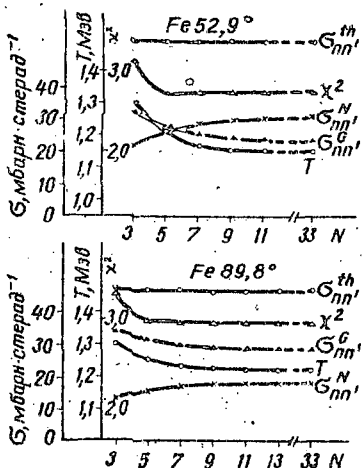


Рис.3. Зависимость результатов анализа от верхней границы суммирования N (χ^2 ; G_{nn}^{th} , G_{nn}^N и G_{nn}^G обозначают интегральные сечения соответствующих процессов; χ^2 — сумма квадратичных отклонений теоретической кривой $\langle G \rangle$ от экспериментальных точек.

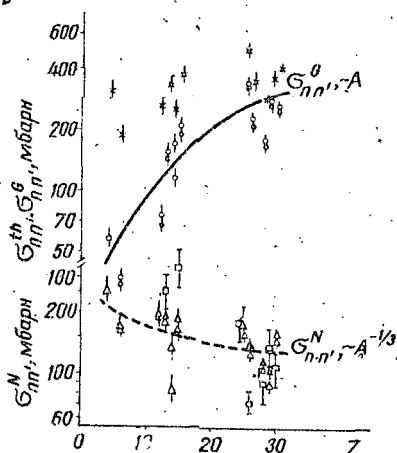


Рис.4. Абсолютные сечения для всего процесса и для равновесной и неравновесной частей σ_{nn}^G и σ_{nn}^N , соответственно, в зависимости от Z . Кривые $\sigma_{nn}^G \sim A$ и $\sigma_{nn}^N \sim A^{-1/3}$ получены на основе модельной картины на рис.1, используя зависимость плотности одночастичных состояний по модели Ферми-газа.

$$\begin{aligned} \chi &= G_{nn}^{th}; & \circ & \sigma_{nn}^G(T); \\ \Delta & \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{nn}^N(T); \\ \sigma_{nn}^N(\alpha); \end{array} \right. & \square & - \sigma_{nn}^G(\alpha); \end{aligned}$$

частиц \bar{n} , которое после относительно длительного времени распадется по законам равновесной статистической системы. Таким образом, и при данной модели получается фактическое разделение на известные два класса реакций: прямые (одна-две ступени) и компаунд-реакции. По этой же причине неравновесная модель удивительно успешно применяется и для легких ядер, хотя для них \bar{n} мало.

На рис.4 и 5 изображены абсолютные интегральные сечения σ_{nn}^G и σ_{nn}^N для равновесного и неравновесного неупругого рассеяния, а

также соотношение $\frac{\sigma_{nn'}^N}{\sigma_{nn'}^G}$ и параметр K_2 из формулы (6) в зависимости от Z . Качественное объяснение этого поведения дается на основе рис. 1, по которой неравновесное рассеяние представляет собой произведение следующих трех величин: сечение образования состояния $1p0h$, которое пропорционально $A^{2/3}$; вероятность первого взаимодействия (т.е. перехода в систему с 3 квазичастицами), учитывая конкуренцию прямого упругого рассеяния, которая в приближении модели Ферми-газа ($g \sim A$) пропорциональна $A^{1/3}$ для $A < 100$ [13]; вероятность неравновесного испускания по модели Гриффина, которая по Виллиамс [5] пропорциональна $A^{-4/3}$. В работе [13] показано, что такая зависимость более точна, чем выражение, предложенное Блэнном [3], и дающее пропорциональность $A^{-1/3}$. Теоретические кривые хорошо описывают среднее поведение полученных из анализа величин.

Вблизи магического числа $Z = 28$ и $\sigma_{nn'}^G$ и $\sigma_{nn'}^N$ имеют относительный минимум, в то время как отношение $\frac{\sigma_{nn'}^N}{\sigma_{nn'}^G}$ показывает более слабо выраженный относительный максимум. Это объясняется уменьшением плотности состояний системы, из-за которого испускание в континуум становится более вероятным. Соответственно, параметры плотности уровней α , полученные из анализа формы спектра, также имеют минимум вблизи $Z = 28$ [13]. Таким образом, и форма спектров в низкоэнергетической части и абсолютные сечения во всей области энергии показывают оболочечные эффекты.

Проводились подробные исследования применимости модели для анализа дифференциальных спектров [13]. Модель Гриффина выведена для интегральных спектров, но можно ожидать слабую зависимость формы неравновесного спектра от угла, так как форма спектра главным образом определяется функцией плотности (2). Если это так, то описание дифференциальных спектров дает дополнительный критерий для проверки годности модели. Полученные дифференциальные сечения равновесной части $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{nn'}^G$ и параметры α (или T) должны быть изотропны или симметричны относительно 90° . Расчеты проводились

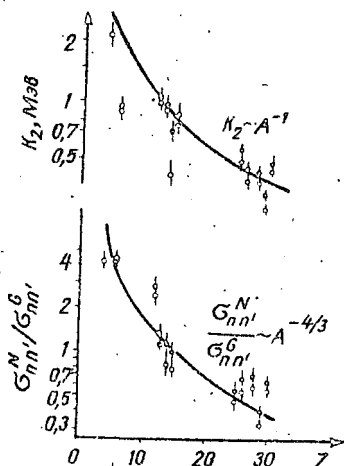


Рис. 5. Зависимость от Z величины K_2 из формулы (6) и отношения $\frac{\sigma_{nn'}^N}{\sigma_{nn'}^G}$.

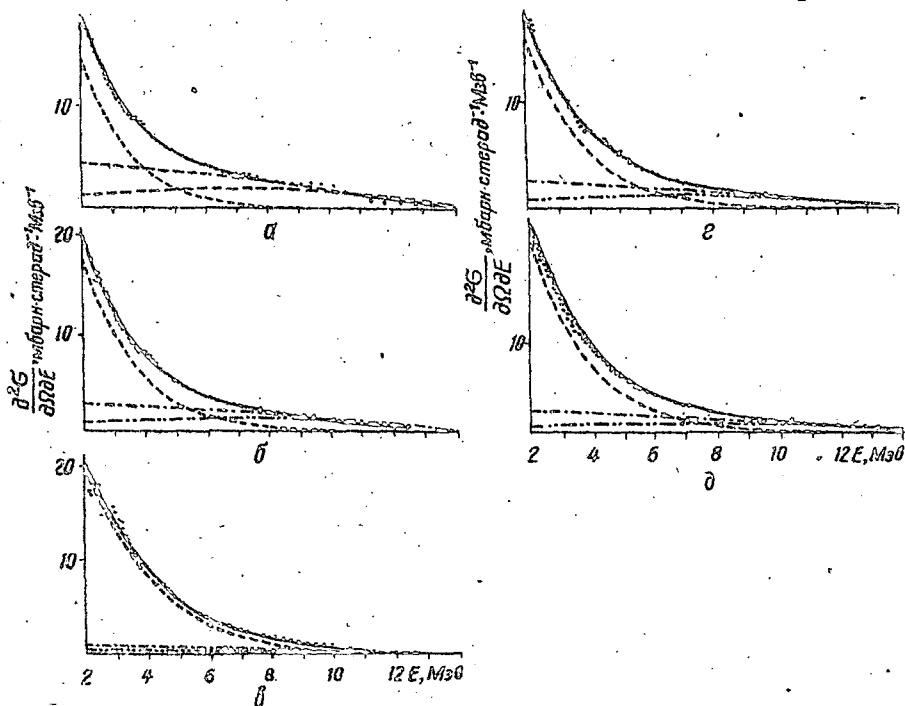


Рис. 6. Дифференциальные спектры неупругого рассеяния 14 Мэв - нейтронов на железе для пяти углов рассеяния (в системе ц.м.). Обозначение кривых, как на рис. 20:
 а - $\text{Fe}=52,9^\circ$, $T = 1,15$ Мэв; б - $\text{Fe}=89,8^\circ$, $T = 1,22$ Мэв;
 в - $\text{Fe}=131,1^\circ$, $T = 1,51$ Мэв; г - $\text{Fe}=77,7^\circ$, $T = 1,30$ Мэв;
 д - $\text{Fe}=108,4^\circ$, $T = 1,13$ Мэв.

для всех изученных ядер при 5 углах с равновесными спектрами (4) и (5) и параметрами $\nu = 2$ и $\alpha = -1$. В качестве примера на рис. 6 показаны спектры рассеяния на железе. Как и в случае интегральных спектров, форма дифференциальных спектров в широкой области энергии хорошо описывается с помощью (6). Вклад прямых процессов $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{пр}}$ полученный из анализа, сильно уменьшается с увеличением угла. Равновесное сечение $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{р}}$ слабо зависит от угла рассеяния, но не полностью изотропно или симметрично относительно 90° . Результаты для всех ядер указывают на то, что форма неравновесного спектра (3) зависит значения в области низких энергий, в результате чего получаются заниженные сечения $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{р}}$ и T (или соответственно повышенные значения α) для передних углов рассеяния. В работе [13] показано, что улучшенное разделение вкладов с разными механизмами реакции получается при условии, что

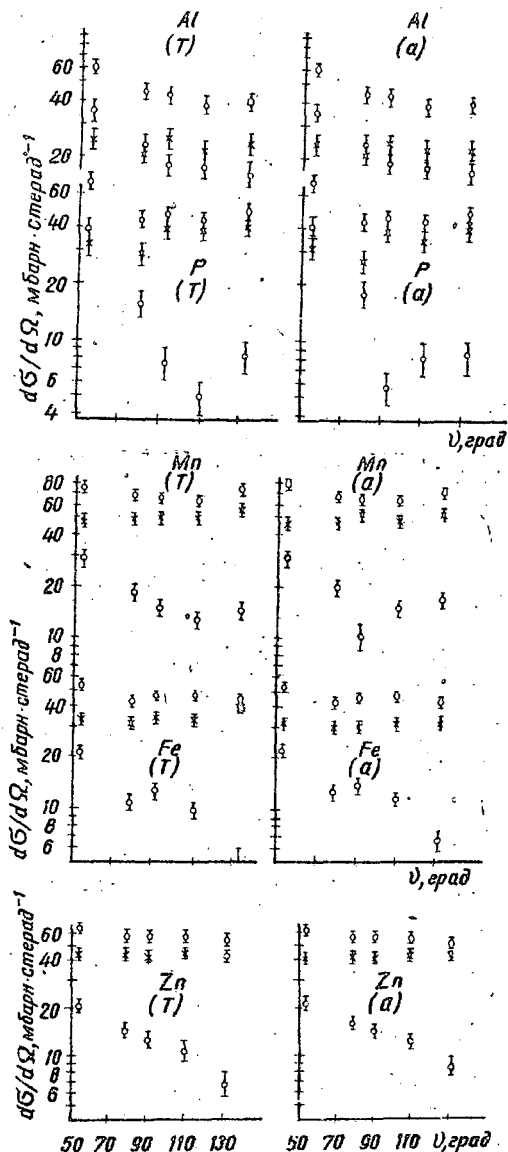


Рис. 7. Разделение вкладов неравновесного и равновесного процессов в полное дифференциальное сечение неупругого рассеяния (интегрированное в области энергий 2 - 14 Мэв); расчеты проводились и с выражениями (4) и (5) для равновесной части - соответственно обозначения (а) и (Т).
 ○ - экспериментальное сечение; × - равновесная часть; ○ - неравновесная часть.

учитывается эффект спаривания путем введения эффективной энергии возбуждения в выражение (3), аналогично обычному равновесному анализу [14];

используются параметры $\gamma = 2,5$ и $\alpha = 0,5$, которые получаются, когда в качестве $\rho_n(E^*)$ берется не формула (2), а члены ряда $\rho(E^*) = \sum \rho_n(E^*)$ разложения функции плотности уровней с определенным спином $\rho(E^*) \sim E^{x-2} \exp/2 (aE^*)^{1/2}$;

применяется неравновесный спектр в виде

$$R(E) \sim \frac{1}{(aE_0)^2} E^{3/2} \sigma_{\text{inv}}(E) \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-\gamma} n(n+\alpha) \quad (7)$$

вместо выражения (3).

Таким образом, получены показанные на рис.7 дифференциальные сечения (интегрированные в области энергии 2 - 14 Мэв). Видно, что удастся найти такую форму неравновесного спектра, с помощью которой получается разделение вкладов реакций в соответствии с критерием изотропии или симметрии равновесной части спектра.

Л и т е р а т у р а

1. Stetson P.H. et al. - Nucl. Phys., 1965, 68, 97; John J. et al. - Nucl. Phys., 1969, A134, 289.
2. Huber P. et al. - Phys. Lett., 1963, 5, 202.
3. Ануфриенко В.Б. и др. - ЯФ., 1965, 2, 826; 1966, 4, 1154.
4. Griffin J.J. - Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 488.
5. Blann M., Lanza fame F.M. Univ. Roch. Rep. UR-3591-12, 1969; Nucl. Phys., 1470 A142, 559.
6. Williams F.C. Univ. Roch. Rep. UR-3591-13, 1969.
7. Seeliger D., Seidel K. Querschnitte der unelastischen Streuung von 14MeV-Neutronen an leichten und mittelschweren Kernen, Forschungsbericht, 1971, Technische Universität, Dresden.
8. Seeliger D., Trützschler K. - Nucl. Instr. a. Meth. 1968, 66, 157.
9. Земдигер Д., Зейдель К. (См. настоящий сборник.)
10. Hausen W. et al. - Nucl. Instr. a. Meth., 1970, 88, 251.
11. Dieg H.-D. et al. Kernenergie, 1971.
12. Lindner A. IKF-17, EANDC(E)73"U", 1966.
13. Wohlfarth D. Diplomarbeit, TU, Dresden, 1970.
14. Seeliger D., Seidel K. - Dissertation, TU, Dresden, 1971;
15. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, М., 1969.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ИЗОТОП-СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ИЗ ДАННЫХ ПО РАССЕЯНИЮ НЕЙТРОНОВ

М.В.Пасечник, И.А.Корж, И.Е.Кашуба

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Приводятся результаты анализа по оптической модели ядра данных по упругому рассеянию поляризованных и неполяризованных нейтронов на ядрах в широком диапазоне массовых чисел ($48 < A < 137$) при четырех значениях энергии нейтронов в области 1,5 - 6,1 Мэв.

The results of the analysis in terms of the nuclear optical model of the data on elastic scattering of polarized and unpolarized neutrons from the nuclei in a large mass range ($48 < A < 137$) at four neutron energies in the range 1,5 - 6,1 Mev are presented.

Ядерную реакцию, следуя Вайскопфу [1], можно рассматривать в три последовательные стадии: движение независимых частиц, образование составной системы и конечная стадия. В первой стадии падающая частица взаимодействует с ядром-мишенью за счет среднего ядерного потенциала. На этой стадии налетающая частица упруго рассеивается без образования составного ядра или поглощается ядром-мишенью. Если частица поглощается, то наступает вторая стадия ядерной реакции. Поглощенная частица может столкнуться с нуклоном в ядре-мишени и, передав ему часть своей энергии, перевести его в возбужденное состояние, а сама вылететь из ядра через соответствующий неупругий канал. Поглощенная частица может вызвать различные типы коллективных возбуждений составной системы. Кроме того, вторая стадия может происходить и путем образования составного ядра [2]. При энергиях ниже 5 Мэв число выходных каналов, которые доступны для распада составного ядра, мало. Поэтому существует большая вероятность того, что распад составного ядра произойдет через входной канал. Рассеяние через входной канал называется упругим рассеянием через составное ядро. Третья стадия ядерной реакции состоит в отделении продуктов реакции друг от друга. Она сходна с первой стадией в том смысле, что взаимодействие между частицами может быть описано также средним ядерным потенциалом.

Наиболее полные данные имеются о первой стадии ядерной реак-

ции. Стадия независимых частиц успешно описывается оптической моделью ядра, которая позволяет вычислить полное поперечное сечение, сечение собственно упругого рассеяния, поперечное сечение реакции и поляризацию.

Задачей настоящей работы является изложение результатов анализа по оптической модели ядра данных по упругому рассеянию поляризованных и неполяризованных нейтронов на ядрах в широком диапазоне массовых чисел ($48 < A < 137$) при четырех значениях энергии нейтронов в интервале 1,5 - 6,1 Мэв. В работе изложено исследование зависимости параметров оптической модели от атомного веса и энергии нейтронов.

В расчетах полных и дифференциальных сечений, а также поляризующих способностей ядер использовался локальный оптический потенциал, учитывающий поверхностное поглощение и спин-орбитальное взаимодействие:

$$V(r) = -V_c f(r) - iW_c g(r) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \vec{\sigma} \vec{l}, \quad (1)$$

$$f(r) = \left[1 + \exp \left(\frac{r-R}{a} \right) \right]^{-1}; \quad g(r) = \exp \left[- \left(\frac{r-R}{b} \right)^2 \right],$$

где $R = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра; V_c , W_c , V_{so} , a , b и r_0 - параметры оптического потенциала.

Метод решения уравнения Шредингера, определяющего процесс рассеяния нейтрона на ядре с потенциалом (1) описан в работе [3]. Расчеты проведены на ЭВМ по программе, позволяющей для данной серии параметров модели или для поиска "лучших" параметров вести одновременный расчет как полных и дифференциальных сечений, так и поляризации, возникающей при упругом рассеянии.

Поскольку оптическая модель ядра позволяет вычислить только прямое упругое рассеяние, то, прежде чем сравнивать вычисленные угловые распределения с экспериментально полученными, необходимо учесть величину сечения упругого рассеяния через составное ядро. В некоторых случаях для бесспиновых ядер угловое распределение упруго рассеянных нейтронов через составное ядро вычислялось по статистической теории [4]. В остальных случаях оно предполагалось независящим от угла рассеяния и определялось из формулы

$$\sigma_{ce}(\theta) = (\sigma_a - \sigma_{in}) / 4f, \quad (2)$$

где σ_a - сечение образования составного ядра, рассчитанное по оптической модели ядра; σ_{in} - сечение неупругих взаимодействий, измеренное экспериментально. Оптическая модель позволяет вычислить поляризацию, обусловленную только потенциальным упругим рассеянием $\rho_{se}(\theta)$. Наблюдаемая полная поляризация $P_e(\theta)$ связана с поляризацией, вычисленной по оптической модели ядра $\rho_{se}(\theta)$, соотношением

$$P_e(\theta) = \left[\frac{\sigma_{se}(\theta)}{\sigma_{se}(\theta) + \sigma_{ce}(\theta)} \right] \rho_{se}(\theta). \quad (3)$$

В расчетах по оптической модели параметры потенциала выражения (1) автоматически варьировались для получения минимума χ^2 :

$$\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2 + \chi_3^2, \quad (4)$$

где

$$\chi_1^2 = \frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} \left[\frac{\sigma^{th}(\theta_i) - \sigma^{exp}(\theta_i)}{\Delta \sigma^{exp}(\theta_i)} \right]^2,$$

$$\chi_2^2 = \frac{1}{N_2} \sum_{i=1}^{N_2} \left[\frac{\rho^{th}(\theta_i) - \rho^{exp}(\theta_i)}{\Delta \rho^{exp}(\theta_i)} \right]^2,$$

$$\chi_3^2 = \left(\frac{\sigma_{\epsilon}^{th} - \sigma_{\epsilon}^{exp}}{\Delta \sigma_{\epsilon}^{exp}} \right)^2.$$

Как правило, параметры r_0 и b принимались постоянными ($r_0 = 1,25$ фм, $b = 0,98$ фм). Фиксирование этих параметров оправдано существованием неоднородностей в выборе параметров типа $V_c r_0^n = const$ и $W_c b^p = const$ [3, 5, 6]. При анализе только полных и дифференциальных сечений фиксировался и параметр V_{so} . Это оправдано тем, что изменение V_{so} в небольших пределах незначительно скажется на величине дифференциальных сечений [3, 7].

Описанный процесс расчета сечений и поляризации применен нами для описания рассеяния поляризованных нейтронов с энергиями 1,5 Мэв [8], 3,2 Мэв [9], 4 Мэв [10] и неполяризованных нейтронов с энергией 1,5 Мэв [11] на средних и тяжелых ядрах в области

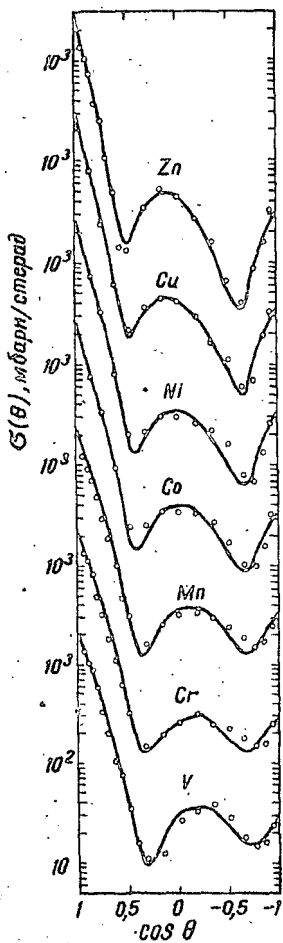


Рис.1. Экспериментальные и вычисленные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов с энергией 6,1 Мэв на ядрах V, Cr, Mn, Co, Ni, Cu и Zn. \circ - экспериментальные данные; — - наилучшие подгонки, полученные из расчетов по оптической модели ядра.

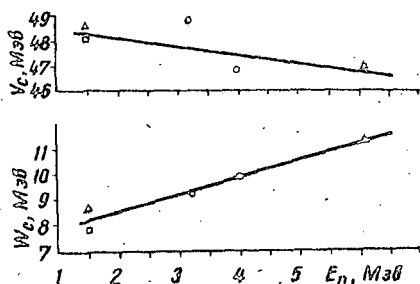


Рис.2. Зависимость усредненных параметров оптического потенциала V_c и W_c от энергии нейтронов. Данные работ: \triangle - настоящей; \triangle - [8]; \circ - [9]; \circ - [10]; \square - [11]

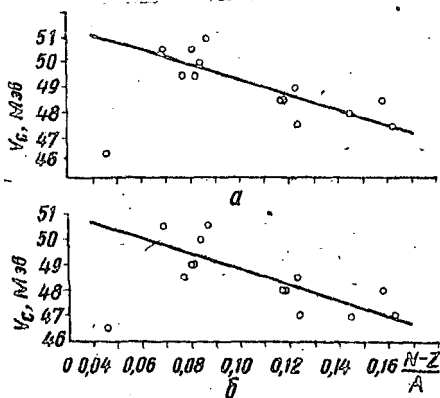


Рис.3. Зависимость реальной части центрального потенциала оптической модели ядра от параметра симметрии $\delta = (N-Z)/A$ по результатам работы [8]: а - подгонка к данным по дифференциальным сечениям; б - подгонка к данным по дифференциальным сечениям и поляризации.

$48 < A < 137$. В этих работах исследовалось поведение параметров потенциала (I) в зависимости от массы ядра-мишени при фиксированной энергии нейтронов и показано, что предсказания модели комплексного потенциала удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (небольшой вариацией параметров оптического потенциала можно добиться хорошего согласия теории с экспериментом для ядер в широкой области массовых чисел). Полученные в ходе этих анализов оптимальные параметры потенциала позволили определить усредненные параметры потенциала для каждой из исследуемых энергий нейтронов.

Результаты анализа данных по упругому рассеянию нейтронов с энергией 6,1 Мэв на средних ядрах приведены в настоящей работе. В расчетах полных и дифференциальных сечений параметры модели (V_c, W_c, α) автоматически варьировались для получения минимума $\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2$. Сплошные кривые на рис. 1 изображают наилучшие подгонки к экспериментальным данным [12]. Согласие между теоретическими (рассеяние через составное ядро предполагалось равным нулю) и экспериментальными данными достаточно хорошее для всех семи элементов. Параметры потенциала, которые соответствуют этим лучшим подгонкам, а также вычисленные и экспериментальные полные сечения приведены в табл. 1. Из ее рассмотрения следует, что вычисленные полные сечения для всех элементов хорошо согласуются с экспериментальными. Усреднением параметров, найденных при данной энергии, получены и независимые от массы параметры оптического потенциала. Эти средние параметры потенциала можно использовать для характеристики процесса рассеяния при данной энергии.

Т а б л и ц а 1

Параметры оптической модели ядра из данных по рассеянию нейтронов с энергией 6,1 Мэв на средних ядрах и сравнение вычисленных и экспериментальных полных сечений

Элемент	V_c , Мэв	W_c , Мэв	α , фм	$\sigma_{\text{полн}}^{\text{выч}}$, барн	$\sigma_{\text{полн}}^{\text{эксп}}$, барн
V	48,0	9,5	0,66	3,392	3,51 ± 0,07
Cr	46,5	10,0	0,73	3,552	3,66 ± 0,08
Mn	47,5	10,0	0,67	3,553	3,62 ± 0,08
Co	47,0	11,0	0,69	3,689	3,74 ± 0,07
Ni	46,5	13,0	0,74	3,693	3,74 ± 0,07
Cu	46,5	12,5	0,74	3,826	3,84 ± 0,05
Zn	46,5	13,0	0,73	3,798	3,85 ± 0,07

Значительный интерес, связанный с предсказанием результатов определенных экспериментов, осуществление которых значительно затруднено, представляет также определение энергетической зависимости параметров потенциала на основе независящих от массы параметров, найденных при различных энергиях. Следует ожидать, что средние параметры будут плавно зависеть от энергии нейтронов. Для проверки этого утверждения мы построили зависимость усредненных параметров модели V_c и W_c от энергии нейтронов. Усредненные параметры модели получены из усреднения результатов анализа данных для 15 ядер ($Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, Sb, J$) из работы [11] и 14 ядер ($Ti, Sr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Cd, Sn, Sb$) из работы [8] при энергии нейтронов 1,5 Мэв, для 6 ядер (Ti, Cr, Fe, Cu, Zn, Zr) из работы [9] при энергии нейтронов 3,2 Мэв, для 12 ядер ($Ti, Fe, Co, Ni, Zn, Se, Zr, Nb, Cd, In, Sn, J$) из работы [10] при энергии нейтронов 4 Мэв и 7 ядер ($V, Cr, Mn, Co, Ni, Cu, Zn$) при энергии нейтронов 6,1 Мэв.

Зависимость усредненных параметров V_c и W_c от энергии нейтронов показана на рис.2. Из рисунка видно, что точки действительно ложатся приблизительно на прямую линию. Наилучшей прямой линией, проведенной по точкам, является линия, для которой $\chi = \sum_{i=1}^n k_i x_i$ минимально (k_i - весовые множители, численно равные количеству усредняемых ядер; x_i - расстояние от точки до прямой линии, проведенной через точки). Построенные таким образом прямые линии описываются уравнениями, Мэв:

$$V_c = (48,7 - 0,33 E), \quad (5)$$

$$W_c = (7,2 + 0,66 E). \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) характеризуют среднюю энергетическую зависимость параметров V_c и W_c и указывают на то, что величина реальной части центрального потенциала является убывающей функцией энергии нейтронов, а мнимая часть - возрастающей. Полученную нами энергетическую зависимость V_c можно сравнить с энергетическими зависимостями, полученными в других работах [13-16]. Из этого сравнения видно, что наблюдается удовлетворительное согласие полученной нами энергетической зависимости с данными других авторов (табл.2).

Усредненные параметры V_{c0} и α практически не зависят от энер-

гии нейтронов. Усредненными значениями этих параметров являются: $V_{so} = 7,5$ Мэв; $\alpha = 0,65$ фм.

Т а б л и ц а 2

Сравнение энергетических зависимостей реальной части центрального потенциала, полученных разными авторами

Область исследуемых энергий нейтронов, Мэв	Энергетическая зависимость, Е	Литература
I + 25	48 - 0,29	13
4,1 - 14	48 - 0,3	14
0,2 - 24	49,3 - 0,33	15
6 - 24	48 - 0,35	16
1,5 + 6,1	48,7 - 0,33	Данные авторов

Полученные нами усредненные параметры оптического потенциала могут быть использованы при вычислениях среднего поведения данных по упругому рассеянию, а если необходимо иметь лучшую подгонку, чем могут дать эти параметры, то они могут быть использованы как исходные параметры модели.

В последние годы оптическая модель ядра усовершенствована. Одним из таких усовершенствований является установление зависимости реальной части центрального потенциала от изотопического спина. Зависимость V_c от полного изоспина системы нуклон-ядро предложена Лейном [17] в виде

$$V_c = V_0 + V_1 A^{-1} (\vec{T} \vec{T}), \quad (7)$$

где T и t - соответственно изоспины ядра мишени и падающей частицы; V_1 - изоспиновый потенциал локальной оптической модели (амплитуда изобар-спинового члена). Усреднение по состояниям полного изоспина системы дает глубину потенциальной ямы для нейтрона в виде [18]

$$V_n = V_0 \pm V_1 d, \quad (8)$$

где $d = (N-Z)/A$ - параметр симметрии ядра. Значение V_1 можно определить из анализа экспериментов по рассеянию нейтронов и протонов, из данных по энергии симметрии ядра, анализа (ρ, n)-реакций и анализа данных по рассеянию нейтронов и протонов на одном и том же ядре. Несмотря на существование нескольких методов определения величины изоспинового потенциала, она известна плохо.

Большинство работ по анализу в рамках оптической модели ядра упругого рассеяния протонов в интервале энергий 9 – 30 Мэв на многих ядрах показали, что величина изоспинового члена реальной части потенциала, найденная при низких энергиях, согласуется с данными при более высоких энергиях и составляет в среднем примерно 25 Мэв.

Определению параметра V_1 из данных по рассеянию нейтронов посвящено значительно меньше работ в связи с большими экспериментальными неопределенностями в нейтронных данных. Однако данные работ [10, 19 – 25] подтвердили существование изоспинового потенциала. Результаты нашей работы [8], посвященной анализу по оптической модели ядра данных по рассеянию поляризованных нейтронов с энергией 1,5 Мэв на ядрах среднего атомного веса, также подтвердили его существование. Глубины вещественной части центрального потенциала, полученные из подгонок рассчитанных сечений к данным по дифференциальным сечениям и к данным по дифференциальным сечениям и поляризации, как функции α , показаны на рис.3. Для каждого из анализов проведены методом наименьших квадратов прямые линии через значения вещественной части потенциала и для изоспинового потенциала получены величины, равные соответственно 29,5 и 30,7 Мэв. При проведении этой прямой линии данные для ядра Ni не учитывались, поскольку значение глубины действительной части потенциала оказалось меньшим, чем усредненные значения, полученные из анализов на других ядрах. По-видимому, это связано с заполнением оболочки $Z = 28$. Аналогичное явление отмечено в работе [26] для ядер с $Z = 50$.

Среднее значение V_1 , полученное из этих анализов, равное приблизительно 30 Мэв ($V_C = (51,8 - 30\alpha)$ Мэв), хорошо согласуется с данными работ [5, 10, 15, 19 – 22, 27, 29]. Эта величина также согласуется со значением ≈ 30 Мэв, которое требуется для объяснения угловых распределений реакций (p, n) [28]. Кроме того, среднее значение V_1 согласуется с величиной ≈ 29 Мэв, полученной по данным работы [11], в которой анализировались по оптической модели ядра данные по рассеянию неполяризованных нейтронов с энергией 1,5 Мэв на 32 средних и тяжелых ядрах.

Л и т е р а т у р а

1. Weiskopf V.F. – Rev. Mod. Phys., 1957, 29, 174.
2. Zoller N. – Nature, 1936, 137, 344.
3. Коси И.А., Камуба П.В. – УФН, 1965, 10, 586.
4. Kaulaer W., Feshbach E. – Phys. Rev., 1952, 82, 366.

5. P e r e g u F.G. - Phys. Rev., 1963, 131, 745.
6. D u r i e s c h J.E. G o u l d P. - Phys. Rev., 1965, B137, 907.
7. Л у к љ а н о в А.В., О р л о в О.В., Т у р о в - ц е в В.В.-ЖЭТФ, 1961, 41, 1634.
8. К о р ж И.А. и др. Прогр. и тез. докл. ХI ежегодн. совещ. по ядерн. спектроск. и структ. атомн. ядра, ч. II, Л., 1971, 102; К о р ж И.А. и др. - Изв. АН СССР, серия физ. 1971, 35, 823.
9. К а ш у б а И.Е., К о р ж И.А. - УФЖ, 1970, 15, 1036.
10. К а ш у б а И.Е., К о в и н Б.Д. - УФЖ, 1968, 13, 51.
П а с е ч н и к М.В. - УФЖ, 1969, 14, 1958.
11. К о р ж И.А. и др. - ЯФ., 1968, 7, 277.
12. H o l m q v i s t B. - Arkiv för Fysik, 1968, 38, 403.
H o l m q v i s t B. et al. AB Atomenergi, Studsvik, Sweden, 1969, AE-375.
13. P e r e g u F., B u c k B. - Nucl. Phys., 1962, 32, 353.
14. B j o r k l u n d F., F e r n b a c h S. - Phys. Rev., 1958, 109, 1295.
15. R o s e n L. et al. - Ann. of Phys., 1965, 34, 96.
16. C a s s o l a R.L., K o s h e l R.D. - Nuovo cimento, 1968, B 53, 363.
17. L a n e A.M. - Nucl. Phys., 1962, 35, 676.
18. L a n e A.M., S o p e r J.M. - Nucl. Phys., 1962, 37, 506.
19. Г о р л о в Г.В., Л е б е д е в а Н.С., М о р о з о в В.М. - ЯФ., 1967, 6, 910.
20. H o l m q v i s t B. - Arkiv for Fysik, 1968, 38, 403.
21. O l n e s s R.J., S e t h K.K., L e w i s H.W. - Nucl. Phys., 1964, 52, 529.
22. Д у к а р е в и ч J.V., Д у ш и н А.М., К а м и ш - к е р D.M. - Nucl. Phys., 1967, A92, 433.
23. S a t c h l e r G.R. - Nucl. Phys., 1967, A91, 75.
24. H o d s o n P.B. - Nucl. Phys., 1967, A103, 127.
25. P i c a r d J. - Nucl. Phys., 1966, 68, 153.
26. S m i t h A.B., H a y e s R. - Nucl. Phys., 1967, 90A, 609.
27. B e n v e n i s t e J. et al. - Phys. Rev., 1964, B133, 323.
28. S a t c h l e r G.R., D r i s k o R.M., В а в с о Р.Н. - Phys. Rev., 1964, B136, 637.
29. А в е р љ я н о в И.К., С а в е д љ е в А.Е., Д з љ - б а Б.М. - Булл. ИЦАД, вып.6, Атомиздат, М., 1969, 236.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 МЭВ ЯДРАМИ СРЕДНЕГО ВЕСА
И.А.Корж, Т.А.Костык, В.А.Мищенко, М.В.Пасечник, Н.М.Прав-
дивный, И.Е.Санжур
(Институт ядерных исследований АН УССР)

Приведены результаты измерений поляризующих способностей ядер с $46 < A < 122$ в упругом рассеянии нейтронов с энергией 1,5 Мэв в области углов $20 - 145^\circ$. Экспериментальные данные по угловым распределениям и по поляризующим способностям исследуемых ядер анализируются в рамках оптической модели ядра.

The results of the measurements of polarizing power of the nuclei with $46 < A < 122$ for the elastic scattering of the 1,5 MeV neutrons in the angle range $20 - 145^\circ$ are presented. The experimental data on the angular distributions and polarizing power of the studied nuclei in terms of the nuclear optical model are analysed.

Поляризующие способности ядер *Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Cd, Ge, Zr, Nb, Sn* и *Sb* для энергии нейтронов 1,5 Мэв в области углов $20 - 145^\circ$ определялись из измерений право-левой асимметрии в рассеянии частично поляризованных нейтронов [1], источником которых служила реакция $T(p, n)He^3$. Использовались нейтроны, вылетающие из мишени под углом 33° относительно пучка протонов, ускоренных на электростатическом ускорителе. Степень поляризации таких нейтронов измерена в работе [2] и составляет $(36 \pm 2)\%$ для энергии нейтронов 1,5 Мэв.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов определялись как полусуммы сечений рассеяния на соответствующие углы вправо и влево от направления потока налетающих нейтронов. По данным измерений угловых распределений упруго рассеянных нейтронов определены полные сечения упругого рассеяния, транспортные сечения и средние значения косинуса угла упругого рассеяния [3]. Результаты измерений исправлены на ослабление потока нейтронов в образце, конечную геометрию эксперимента и многократное рассеяние.

Поляризующие способности исследуемых ядер сложным образом зависят от угла рассеяния и достигает по абсолютной величине для большинства ядер 10 - 20%. Измеренные поляризующие способности ядер не обнаруживают особенностей в поведении их в зави-

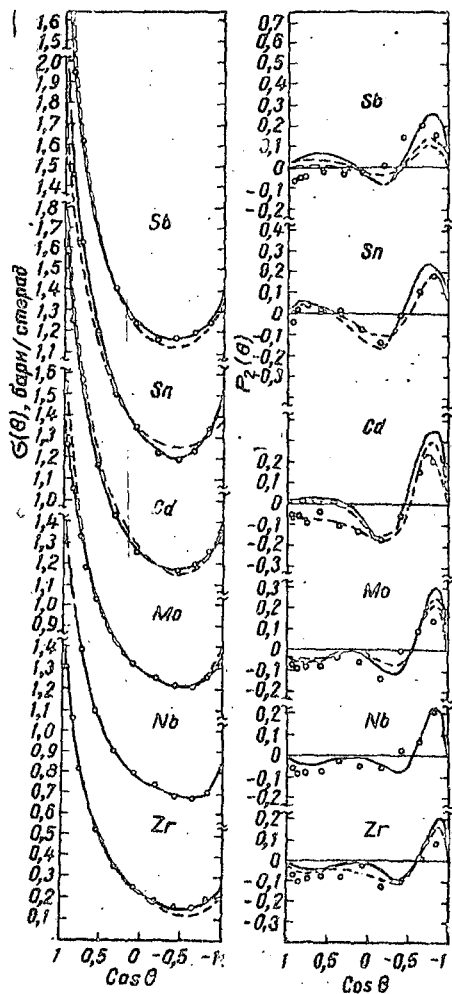


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных (точки) по дифференциальным сечениям и поляризации упруго рассеянных нейтронов с энергией 1,5 Мэв на ядрах Ti , Cr , Fe , Co , Ni , Cu , Zn и Ge с расчетами по оптической модели ядра: — — подгонки к данным по дифференциальным сечениям; - - - к данным по поляризации; - · - · - к данным по дифференциальным сечениям и поляризации.

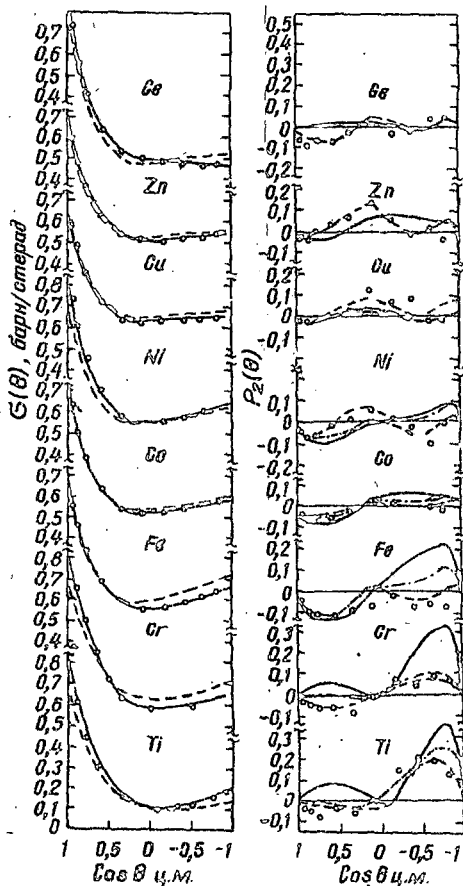


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных (точки) по дифференциальным сечениям и поляризации упруго рассеянных нейтронов с энергией 1,5 Мэв на ядрах Zr , Nb , Mo , Cd , Sn и Sb . Условные обозначения те же, что и на рис. 1

Оптимальные значения параметров оптического потенциала, полученные из четырехпараметрического анализа и сравненные вычисленных и экспериментальных полных сечений

Элемент	χ^2	V_c , Мэв	V_c' , Мэв	V_{so} , Мэв	α , ФМ	σ втч, барн	σ эксп, барн
Подгонка к данным по дифференциальным сечениям							
Ti	1,54	50,0	5,5	16,0	0,51	3,22	3,20
Cr	1,72	49,0	4,0	16,0	0,41	3,06	3,10
Fe	1,08	50,0	7,0	9,0	0,47	2,93	2,92
Co	0,45	49,5	10,5	9,0	0,59	3,24	3,25
Ni	21,63	46,0	11,0	7,5	0,71	3,77	3,70
Cu	5,25	50,5	9,5	5,0	0,55	3,09	3,10
Zn	3,33	49,0	11,5	11,0	0,55	3,21	3,25
Ge	7,48	48,0	19,0	3,0	0,52	3,66	3,70
Zr	13,21	48,5	6,5	6,5	0,67	5,52	5,55
Nb	24,21	48,0	6,5	4,0	0,69	5,82	5,60
Mo	14,05	47,0	6,5	7,5	0,71	5,83	5,80
Cd	5,05	47,5	8,0	10,5	0,69	6,14	6,10
Sn	3,58	48,0	4,5	8,0	0,61	6,19	6,10
Sb	17,74	47,0	9,0	6,0	0,73	6,34	6,40
Подгонка к данным по поляризации							
Ti	0,34	53,5	11,5	15,0	0,41	2,70	3,20
Cr	0,36	51,5	11,0	6,5	0,55	3,16	3,10
Fe	1,08	51,5	5,0	2,5	0,51	3,41	2,92
Co	0,23	50,5	8,5	6,0	0,65	3,33	3,25
Ni	0,66	50,5	6,0	4,5	0,69	3,35	3,70
Cu	1,31	49,5	10,0	9,0	0,67	3,34	3,10
Zn	0,75	49,0	8,5	9,0	0,65	3,27	3,25
Ge	0,40	44,0	8,5	4,0	0,60	3,55	3,70
Zr	3,05	52,0	6,5	6,5	0,53	5,37	5,55
Nb	1,12	48,0	6,5	4,0	0,69	5,82	5,60
Mo	0,97	48,0	6,5	4,5	0,71	6,26	5,80
Cd	0,33	46,5	3,5	4,0	0,51	6,34	6,10
Sn	0,45	46,0	7,5	9,5	0,61	5,96	6,10
Sb	3,07	47,0	7,5	2,0	0,62	5,97	6,40

Продолжение таблицы

Элемент	χ^2	V_C , МэВ	W_C , МэВ	V_{SO} , МэВ	α , °	σ_{\pm} вч, барн	σ_{\pm} эксп, барн
---------	----------	----------------	----------------	-------------------	-----------------	----------------------------	------------------------------

Подгонка к данным по дифференциальным сечениям и поляризации

Ti	5,28	49,0	9,0	17,5	0,57	3,23	3,20
Cr	14,07	48,5	13,0	9,5	0,41	3,03	3,10
Fe	79,48	50,5	7,0	4,5	0,49	3,24	2,92
Co	1,21	50,0	10,5	6,5	0,59	3,26	3,25
Ni	23,05	46,5	12,0	7,0	0,73	3,78	3,70
Cu	7,32	50,5	9,5	7,0	0,55	3,10	3,10
Zn	5,02	49,0	11,5	11,0	0,55	3,21	3,25
Ge	9,20	48,0	19,0	3,0	0,62	3,66	3,70
Zr	18,45	48,5	6,5	6,5	0,67	5,52	5,55
Nb	25,33	48,0	6,5	4,0	0,69	5,82	5,60
Mo	15,47	47,0	7,0	6,5	0,71	5,82	5,80
Cd	9,12	47,0	8,0	8,5	0,69	6,14	6,10
Sn	4,66	48,0	4,5	8,0	0,59	6,15	6,10
Sb	23,58	47,0	9,0	3,0	0,74	6,32	6,40

симости от четности заряда ядра. Угловые зависимости поляризации для ядер с $56 \leq A \leq 65$ не подтверждают правила производных Родберга [4].

Экспериментальные данные по угловым распределениям рассеянных нейтронов и поляризующим способностям исследуемых ядер проанализированы в рамках оптической модели ядра [5]. Теоретические расчеты выполнены с использованием шестипараметрического потенциала в форме:

$$V(r) = -V_C f(r) - iW_C g(r) + V_{SO} \left(\frac{\hbar}{\mu r c} \right)^2 \frac{1}{r} \cdot \frac{df(r)}{dr} \frac{d}{d\tau}, \quad (1)$$

где

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{\alpha}\right) \right]^{-1}, \quad g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R}{B}\right)^2\right],$$

$R = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра; $V_C, W_C, V_{SO}, \alpha, \delta$ и r_0 - параметр потенциала.

Подгонка вычисленных данных к экспериментальным проведена по методу наименьших квадратов с автоматической вариацией параметров потенциала V_C, W_C, V_{SO} и α . Параметры r_0 и δ зафиксированы на обычно принятых значениях: $r_0 = 1,25$ и $\delta = 0,98$ фм.

На рис. 1 и 2 показано сравнение вычисленных и экспериментальных значений дифференциальных сечений и поляризации. Оптимальные значения параметров потенциала (1), соответствующие кривым (см. рис. 1, 2) приведены в таблице. Значения варьируемых параметров обнаруживают некоторые флуктуации от ядра к ядру. Однако отличия параметров потенциала для ядер с четным и нечетным A малы.

Полные сечения, вычисленные с использованием параметров, полученных из подгонки к данным по дифференциальным сечениям и поляризации, хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [6] (см. таблицу).

Расчеты поляризации с параметрами, полученными из подгонки вычисленных данных к экспериментальным по дифференциальным сечениям, не согласуются с экспериментальными данными по поляризации для ядер с $A < 60$. Величины спин-орбитального члена оптического потенциала, полученные из подгонок к данным по дифференциальным сечениям и поляризации в отдельности, заметно различаются между собой, что указывает на целесообразность проведения дальнейших опытов с поляризованными нейтронами.

Усреднением параметров, найденных при данной энергии для всех исследуемых ядер, можно получить независящие от массы параметры оптического потенциала. Их можно использовать для описания процессов рассеяния при данной энергии нейтронов в исследуемом диапазоне массовых чисел.

Л и т е р а т у р а

1. К о р ж И.А. и др. - УФЖ, 1968, 13, 1781; П а с е ч н и к М.В. и др. - ЯФ, 1970, 11, 958.
2. К е л л е у С.А. et al. - Nucl. Phys., 1964, 51, 395.
3. К о р ж И.А. и др. Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", вып. 10. Атомиздат, М., 1970.
4. Р о д б е р г L.S. - Nucl. Phys., 1960, 15, 72.
5. К о р ж И.А. и др. - ЯФ., 1968, 7, 277.
6. G o l d b e r g M.D. et al. Neutron Cross Sections, BNL-325, Suppl. 2, vol. IIA, 1966; H u g h e s D., S c h w a r t z R. Neutron Cross Sections, Second Edition, BNL-325, 1958.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА $Pb-208$ И ОПТИЧЕСКАЯ
МОДЕЛЬ ЯДРА

В.М.Моровов, Ю.Г.Зубов, Н.С.Лебедева
(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова,
ГК АЭ СМ СССР)

Произведены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией $(1,8 \pm 0,2)$ Мэв ядром ^{208}Pb на двух пучках нейтронов в диапазоне углов рассеяния $12 - 168^\circ$. Отличие в пучках нейтронов заключается в том, что в одном из них на порядок и более уменьшена по сравнению с другим интенсивность нейтронов, соответствующих резонансам в полном сечении взаимодействия ядра ^{208}Pb с нейтронами.

Различие наблюдаемых сечений обсуждается в связи с представлениями о существовании двух процессов рассеяния нейтронов ядрами: упругого рассеяния на ядре как целом и упругого рассеяния через составное ядро.

The differential cross sections for elastic scattering of neutrons with $E_n = (1,8 \pm 0,2)$ MeV from 12 to 168° were measured on two neutron beams. On the second beam the neutron intensity in the energy ranges corresponding to the total cross section resonances of ^{208}Pb was decreased by the order of magnitude or more as compared with the first beam.

The differences of observed cross sections is discussed in accordance with the conception of the existence of two neutron scattering processes: the shape-elastic scattering and the compound-elastic scattering.

Нами произведены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией $(1,8 \pm 0,2)$ Мэв ядром ^{208}Pb в диапазоне углов рассеяния $12 - 168^\circ$. Установка для измерений представляла собой усовершенствованный вариант установки, описанной в работе [1]. Устройство коллиматора пучка нейтронов и охлаждаемой вращающейся мишени приведены в работе [2]. Источником нейтронов служила реакция $\alpha-^{12}C$ при средней энергии

ускоренных дейтронов $2,2 \text{ Мэв}^{\#}$; угол вылета нейтронов $\alpha_{\text{лаб}}$ равен 37° . В измерениях рассеянных нейтронов одновременно использовались восемь детекторов — сцинтилляционных счетчиков, располагавшихся попарно симметрично относительно рассеиваемого пучка^{кк}. Применялась дискриминация отсчетов от γ -квантов по форме сцинтилляционного импульса. Сигналы от детекторов поступали на десятиканальные дифференциальные амплитудные анализаторы. Нижний порог дискриминации импульсов лежал в области около $1,1 \text{ Мэв}$. Величина вклада в отсчеты детектора от нейтронов с энергией, превышающей 2 Мэв (их источником служили имевшие место на мишени реакции $\alpha\text{-d}$ и $\alpha\text{-}^{13}\text{C}$), оценивалась по числу импульсов детектора в энергетическом интервале $2,15 - 2,5 \text{ Мэв}$. Помимо измерений угловых распределений произведены абсолютные измерения вероятности рассеяния нейтронов в условиях опыта.

Рассеивающий образец из ^{208}Pb с $97,7\%$ обогащения имел форму пологого цилиндра диаметром 28 мм , ось которого располагалась перпендикулярно оси пучка нейтронов. Прозрачность цилиндра вдоль оси пучка составляла $\sim 0,8$. Форма и размеры образца значительно облегчили расчеты многократного рассеяния нейтронов.

Как угловые распределения, так и абсолютные измерения произведены на двух пучках нейтронов, имевших одинаковые энергетические границы, но существенно отличавшихся распределением числа нейтронов в пучке по энергии. Первый пучок обладал характерным для реакции $\alpha\text{-}^{12}\text{C}$ в описанных условиях распределением интенсивности нейтронов в пучке в функции их энергии. Результаты измерений величины $\sigma(\theta)$ — дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов из этого пучка на исследуемом образце изображены на рисунке точками, через которые проведена кривая I.

Второй пучок получен посредством пропускания первого пучка через фильтр из ^{208}Pb толщиной 124 мм (прозрачность $0,122$)^{ккк}.

^{к/} Углеродная пленка на мишени изготовлялась посредством намораживания на поверхность ротора мишени навески бензола, который затем подвергался в течение нескольких часов бомбардировке расфокусированным пучком дейтронов.

^{кк/} $\alpha\text{-}^{12}\text{C}$ реакция является источником поляризованных нейтронов, но в настоящей работе обсуждаются лишь сечения для неполяризованного пучка.

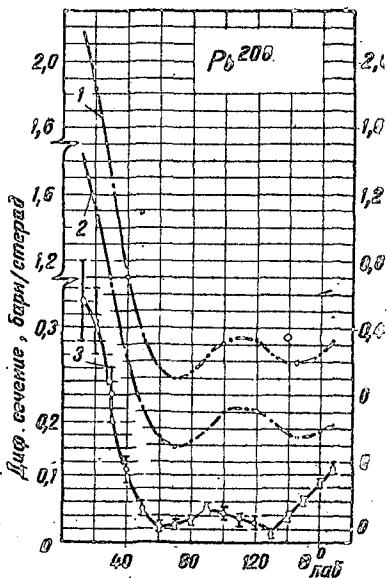
^{ккк/} Фильтрация пучка нейтронов достигалась расположением свинцового фильтра вблизи от источника нейтронов в районе передней горловины коллиматора, имевшего длину 300 мм .

Основное различие первого и второго пучков состояло в том, что второй пучок был на порядок и более обеднен относительно первого нейтронами, соответствующими резонансам в полном сечении взаимодействия нейтронов с ядром ^{208}Pb . Кривая 2 проведена через точки, изображающие результаты измерений дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов из профильтрованного пучка $\sigma^{\uparrow}(\theta)$.

Статистическая точность измерений сечений $\sim 2\%$. Абсолютные значения сечений на кривых 1 и 2 определены относительно друг друга с точностью $\sim 4\%$. Точность определения абсолютной величины сечения $\sim 7\%$.

Обе кривые обнаруживают характерную дифракционную структуру. Сечение $\sigma^{\uparrow}(\theta)$ в области углов, близких к 0 и 180° , заметно меньше сечения $\sigma(\theta)$. Положение первого и второго минимумов на кривой 2 смещено относительно кривой 1 в область больших углов.

Кривая 3 проведена через точки, представляющие собой разность сечений $\sigma(\theta) - \sigma^{\uparrow}(\theta)$. Указанные ошибки учитывают лишь статистическую точность отдельных измерений. При изменении относительной нормировки кривых 1 и 2 в пределах объявленных 4% кривая $\sigma(\theta) - \sigma^{\uparrow}(\theta)$ несколько меняет свою форму (приобретает пьедестал), но ее дифракционная структура и положение ее минимумов практически не изменяется. Это позволяет говорить об эффекте смещения



Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов образца Pb^{208} . $E_n = (1,8 \pm 0,2)$ Мэв.

* / Дважды магичный ^{208}Pb содержит в исследованной области энергий нейтронов $1,8 - 2,0$ Мэв около 20 разделенных резонансов в полном сечении взаимодействия [3].

минимумов кривой 3 в область малых углов рассеяния по сравнению с кривой 1 с достаточной степенью достоверности.

Рассмотрим некоторые из полученных результатов. Данные по упругому рассеянию нейтронов принято описывать с помощью оптической модели ядра^ж. Условием применимости последней к интерпретации экспериментальных данных является либо полное перекрытие уровней ядра между собой, либо наличие большого числа резонансов у ядра в области энергетического разброса используемого в измерениях пучка нейтронов. Условия нашего эксперимента соответствуют последнему случаю.

1. Асимметрия кривой 3 относительно угла 90° . Известно, что при описании данных эксперимента в области неперекрываемых резонансов ядра оптическая модель встречается с некоторыми затруднениями. Предполагается, что они разрешаются на основе физических представлений о существовании двух процессов упругого рассеяния нейтронов ядрами: потенциального рассеяния (*shape-elastic*), характеризуемого сечением $\sigma_{se}(\theta)$, и рассеяния через составное ядро (*compound-elastic*), характеризуемого сечением $\sigma_{ce}(\theta)$ ^{жж}. Согласно этим представлениям, потенциальное рассеяние происходит на ядре как целом, и именно на описание амплитуды этого процесса претендует оптическая модель. Амплитуда потенциального рассеяния является весьма плавной функцией энергии нейтронов, так как оптическая модель описывает усредненные свойства ядерной материи. Упругое рассеяние через составное ядро в соответствии с названием проходит через стадию захвата нейтрона ядром с образованием связанного состояния. Амплитуда рассеяния через составное ядро является быстро осциллирующей с энергией величиной, причем осцилляции находятся в корреляции с резонансами ядра, так как упругое рассеяние нейтронов на резонансах принято считать проходящим через стадию составного ядра.

^ж/ Для тяжелых ядер оптическая модель используется, начиная с энергий нейтронов 50 кэВ.

^{жж}/ Представление о существовании двух неинтерферирующих процессов упругого рассеяния в указанной области энергий встречает серьезные возражения не только физического, но и математического характера.

Вследствие запаздывания во времени рассеяния через составное ядро по сравнению с потенциальным рассеянием амплитуды обоих процессов принято считать практически не интерферирующими. Поэтому экспериментально наблюдаемое дифференциальное сечение $\sigma(\theta)$ представляется в виде аддитивной суммы сечений того и другого процесса

$$\sigma(\theta) = \sigma_{se}(\theta) + \sigma_{ce}(\theta).$$

Утверждается, что угловое распределение сечения $\sigma_{ce}(\theta)$ изотропно или симметрично относительно угла 90° , причем его величина может быть вычислена, если известны уровни промежуточного ядра.

Эти представления излагаются почти во всех работах, относящихся к оптической модели ядра [4 - 9] и применяются при интерпретации экспериментальных данных по упругому рассеянию нейтронов с энергией в несколько мегаэлектронвольт и ниже [8 - 13].

В нашем эксперименте профильтрованный пучок нейтронов содержит значительно меньшее, сравнительно с нефильтрованным пучком, число нейтронов, способных резонансно (т.е. через составное ядро) рассеиваться ядром ^{208}Pb , и поэтому в соответствии с развитыми представлениями следовало бы ожидать, что относительный вклад $\sigma_{ce}^*(\theta)$ в экспериментальное сечение $\sigma^*(\theta)$ должен быть заметно меньшим, чем вклад $\sigma_{ce}(\theta)$ в сечение $\sigma(\theta)$. Что же касается сечения $\sigma_{se}^*(\theta)$, определяемого оптической амплитудой, изменение которой не должно быть значительным, то для него следовало бы ожидать $\sigma_{se}^*(\theta) \approx \sigma_{se}(\theta)$. В таком случае величины $\sigma(\theta) - \sigma^*(\theta)$ и $\sigma(\pi-\theta) - \sigma^*(\pi-\theta)$ должны были бы быть практически одинаковы. Однако, как следует из данных на кривой 3, эти величины для углов 12 и 168° , 20 и 160° , 30 и 150° отличаются не менее, чем в два раза (причем далеко за пределами всех погрешностей эксперимента). Полученный результат, по-видимому, свидетельствует о неприменимости изложенных представлений к интерпретации данных эксперимента, во всяком случае, в области изолированных резонансов ядра.

2. Относительное смещение минимумов на кривых 1 - 3. При интерпретации данных эксперимента с помощью оптической модели (дифракционной модели) обычно отмечается предсказываемое моделью смещение минимумов дифракционной картины упругого рассеяния нейтронов с изменением атомного веса рассеивающего элемента,

связываемое с изменением радиуса ядра. Наблюдаемое различие форм кривых очень похоже на то, которое возникло бы при рассеянии одного и того же потока нейтронов тремя ядрами различных размеров. Картина рассеяния на фильтрованном пучке соответствует рассеянию на ядре малого размера, картина рассеяния нефильтрованного пучка - рассеянию на ядре среднего размера, а картина рассеяния на нейтронах, удаляемых фильтром, - рассеянию на ядре большого размера. Сдвиги положений минимумов и максимумов угловых распределений, изображенных на рисунке, соответствуют именно такой феноменологии.

К обсуждению этих вопросов мы вернемся после получения дополнительного экспериментального материала.

Л и т е р а т у р а

1. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. - ЯФ., 1967, 6, 910.
2. Горлов Г.В., Кириллов А.И., Лебедева Н.С. - ПТЭ, 1966, № 3, 27.
3. Fowler J.L. - Phys. Rev., 1966, 147, 870.
4. Feshbach H., Porter C., Weisskopf V. - Phys. Rev., 1954, 96, 448; Фридман Ф., Вайскопф В. - В кн.: Штьс Бор и развитие физики. ИИЛ, 1958.
5. Немировский П.Э. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, М., 1960.
6. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. Физматгиз, М., 1958.
7. Эммерих У.С. Физика быстрых нейтронов, т.2. Атомиздат, М., 1966.
8. Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. Атомиздат, М., 1966; Wilmore D., Hodgson P. - Nucl. Phys., 1964, 55, 673.
9. Регеу Ф., Виск В. - Nucl. Phys., 1962, 32, 353.
10. Корж И.А. и др., ЯФ, 1968, 7, 277; Кашуба И.Е., Корж И.А. - УФЖ, 1970, 15, 1036; Пасечник М.В. и др., 1970, ЯФ, 11, 958.
11. Fasoli U. et al. - Nucl. Phys., 1969, 125 A, 227.
12. Dunford C., Feshch H., Reynolds J. - Phys. Rev., 1969, 177, 1395.
13. Veschetti F.D., Greenlees G. - Phys. Rev., 1969, 182, 1190.

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ИЗОТОПОВ ТИТАНА,
ХРОМА И МЕДИ

А.Н.Дюмин, Д.М.Каминкер, Г.Н.Попова,
В.А.Смолин

(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР)

Приводятся новые данные по полным нейтронным сечениям для изотопов титана, хрома и меди. Наилучшее описание по оптической модели достигается, если допустить различие между нейтронным и протонным радиусами около 0,4 фм.

Authors report on the total neutron cross sections for the isotops Ti, Cr and Cu. The best fit for the optical model has been obtained if to suppose for the neutron and proton radius difference 0,4 fm.

Настоящая работа содержит данные по полным сечениям взаимодействия σ_t нейтронов с энергией 14,2 Мэв для изотопов Ti 46, 47, 48, 49, 50, Cr 50, 52, 53, 54 и Cu 63, 65 и последующее их обсуждение на основе оптической модели.

Измерения проводились с образцами из окисей упомянутых изотопов (TiO_2 , Cr_2O_3 и CuO), используя описанную в работе [1] методику. Приведем полученные данные по полным сечениям изотопов Ti, Cr, Cu:

Полные нейтронные сечения для изотопов титана,

		хрома и меди, барн
Ti	46	2,454±0,035
	47	2,319±0,048
	48	2,492±0,025
	49	2,417±0,041
	50	2,393±0,063
Cr	50	2,428±0,027
	52	2,453±0,024
	53	2,422±0,030
	54	2,541±0,037
Cu	63	2,905±0,031
	65	2,964±0,029

В них сделана поправка, учитывавшая изотопный состав измерявшихся образцов. Приведенная ошибка выводилась на основе обработ-

ки ряда измерений величины σ_t , используя различные образцы данного изотопа и являлась полной ошибкой измерения; она учитывала, таким образом, не только статистические флуктуации числа отсчетов, но и возможную неоднородность плотности рассеивателей, неопределенность угла между плоскостью образца и направлением пучка и т.д. Абсолютная величина сечения содержит неопределенность около 0,05 барн, поскольку не вводилась экспериментальная ошибка в определении значения для кислорода. Последнее обстоятельство несущественно для дальнейшего: при обработке полученных данных зависимость от массового числа представлялась для каждой изотопической цепочки линейной в виде

$$\sigma_t = \alpha + \delta A, \quad (1)$$

где A — массовое число.

При анализе рассматривался только наклон в ходе сечения δ .

Наблюдавшийся ход сечения при изменении массового числа для изотопических цепочек, как и в работе [1], резко отличается от того, который имеется в случае естественных смесей. Введение изотопической зависимости в параметры ядерного оптического потенциала

$$V = V_0 - \alpha V_1, \quad W = W_0 - \alpha W_1$$

(где V и W — глубина реальной и мнимой частей потенциала и $\alpha = \frac{N-Z}{A}$ — параметр нейтронного избытка) позволило объяснить экспериментальные данные. Используя полученные результаты, а также данные работы [1] и применявшиеся в ней метод расчета и модель, были определены значения $V_1 = (16,1 \pm 1,6)$ и $W_1 = (25,2 \pm 7,2)$ Мэв. Указанные величины заметно отличаются от результатов других расчетов. Анализ по оптической модели Гринлиса [2] с привлечением весьма широкого круга экспериментальных данных дал $V_1 = (24 \pm 3)$ и $W_1 = (12 \pm 3)$ Мэв, что в пределах ошибок согласуется с данными других авторов [3].

Использование этих значений не позволило описать поведение полных сечений и привело к большой величине

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{\delta_T - \delta_3}{\Delta \delta} \right)^2,$$

где N — число изотопических цепочек, равное 10; δ_T и δ_3 — рас-

считанное по оптической модели и экспериментальные значения наклона в ходе сечения (1); $\Delta\delta$ - его ошибка.

Возможным объяснением столь значительных расхождений в V_1 и W_1 , полученных из анализа полных нейтронных сечений и других данных, может быть различие в формфакторах нейтронного и протонного распределений в ядре. Из современных теоретических расчетов по оболочечной модели [4,5] следует, что среднеквадратичные радиусы нейтронов и протонов могут отличаться на

$$\Delta = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} \quad (2)$$

в несколько десятых Ферми. Экспериментальные попытки определить эту величину в опытах по взаимодействию К-мезонов с ядрами [6, 7], изучения аналоговых состояний [8,9], из расчетов по оптической модели [10,11] ввиду трудностей анализа не дали окончательного ответа и оценивают верхнюю границу $\Delta \sim 0,2 - 0,4$ фм.

В настоящей работе сделана такая же оценка, исходя из того, что в переформулированной модели Гринлиса [10,11] связь между среднеквадратичными радиусами ядерной материи, нейтронного и протонного формфакторов

$$\langle r_m^2 \rangle = Z/A \langle r_p^2 \rangle + N/A \langle r_n^2 \rangle. \quad (3)$$

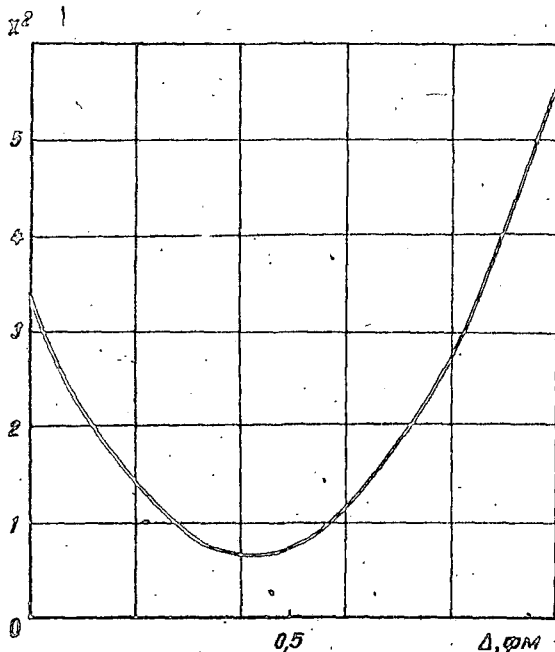
Если в соответствии с работой [10] считать, что значение Δ постоянно или сравнительно мало зависит от массового числа, то комбинируя (2) и (3), получим

$$\langle r_m^2 \rangle^{1/2} \approx \langle r_p^2 \rangle^{1/2} \left(1 + \frac{1+d}{2} \cdot \frac{\Delta}{\langle r_p^2 \rangle^{1/2}} \right). \quad (4)$$

Выражение (4) отражает лишь тот факт, что если имеется $\Delta \neq 0$, то $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ будет изменяться при тех же нейтронных и протонных формфакторах из-за зависимости (3).

Рассматривался ход сечения для 10 изотопических цепочек (полученные результаты и данные работы [17]). Экспериментальный наклон в ходе сечения b_3 сопоставлялся с теоретическим b_T . Полагая b_T функцией A и d , на малом участке вдоль цепочки изотопов имеем

$$b_T = \frac{\partial \sigma_T}{\partial A} + \left[\frac{\partial \sigma_T}{\partial V} V_1 + \frac{\partial \sigma_T}{\partial W} W_1 + \frac{\partial \sigma_T}{\partial \langle r_p^2 \rangle^{1/2}} \cdot \frac{d \langle r_m^2 \rangle^{1/2}}{d d} \right] \frac{2Z}{A(A+1)}. \quad (5)$$



Значение $V_1 = (24 \pm 3)$,
 $W_1 = (12 \pm 3)$ Мэв взяты
из работы Гринлиса [2].
Производные в выражении
(5) и их неопределенность
из-за неоднозначности вы-
бора параметров ядерного
потенциала взяты из ра-
бот [1, 3]. Используя выра-
жения (4) и (5) и экспе-
риментальные значения
 $\delta_{\text{экс}}$ определялась вели-
чина Δ . Усредненной по
рассматриваемому интерва-
лу изменения массового чис-
ла A , она оказалась равной
 $(0,4 \pm 0,15)$ фм.

Зависимость χ^2 от
 Δ при фиксированных
 $V_1 = 24$ и $W_1 = 12$ Мэв
показана на рисунке. χ^2
становится $\sim 3,3$, при

$\Delta = 0$, что отвечает доверительной вероятности $< 0,001$.

Вследствие малых ошибок измерения и соответственно больших
весов, значительный вклад в Δ давали данные по изотопам Ni
и Zn . Вычисления, проведенные без них, не изменили величину
 Δ , а лишь увеличили ошибку. В этом случае $\Delta = (0,4 \pm 0,2)$ фм.

Если предложенное объяснение поведения полных сечений пра-
вильно, оно может быть подтверждено экспериментально измере-
ниями в области $A \sim 90$ и $A \sim 180$;

Л и т е р а т у р а

1. Дикаревич Ю.В., Душин А.Н., Камин-
кер Д.М. - Nucl. Phys., 1967 A92, 433.
2. Veschetti F.D., Greenlees G.W. - Phys. Rev.,
1969, 182, 1190.
3. Дюмин А.Р., Каминкер Д.М., Токарев Б.Б. -
Изв. АН СССР, сер. физ., 1969, XXXIII, 1296.

4. Mel d n e r H. - Phys. Rev., 1969, 178, 1815.
5. B a t t y C. J., G r e e n l e e s G. W. - Nucl. Phys., 1969, A132, 673.
6. B u r h o p E. H. S. - Nucl. Phys., 1967, B1, 437.
7. W i e g a n d C. E. - Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 1235.
8. N o l e n J. A., S h i f f e r J. P. - Phys. Lett., 1969, 29B, 396.
9. F r i e d m a n E., M a n d e l b a u m B. - Nucl. Phys., 1969, A135, 472.
10. G r e e n l e e s G. W., P u l e G. J., T a n g Y. C. -
11. G r e e n l e e s G. W., M a k o f s k e W., P u l e G. J. - Phys. Rev., 1970, C, 1, 1145.

АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО РАССЕЯНИЮ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
2,9 МЭВ НА ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ

М.В.Пасечник, М.Б.Федоров, Т.И.Чювенко
(Институт ядерных исследований АН УССР)

Методом времени пролета измерены дифференциальные поперечные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 2,9 Мэв на изотопах никеля Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} .

Экспериментальные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов анализируются на основе оптической модели. Угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов сравниваются с расчетами по статистической теории. Наилучшее согласие для Ni^{58} получается при малой величине момента инерции составного ядра ($\mathcal{I} = 0,3 \mathcal{I}$ твердого тела).

The differential cross sections of the elastic and inelastic scattering of 2,9 MeV neutrons by the Ni^{58} , Ni^{60} and Ni^{62} isotopes were measured by the time of flight method.

The experimental angular distributions of elastically scattered neutrons are analysed on the basis of the optical model. The angular distributions of inelastically scattered neutrons are compared with the statistical theory calculations. The best agreement for Ni^{58} corresponds to the little value of the compound nucleus moment of inertia ($\mathcal{I} = 0,3 \mathcal{I}$ rigid body).

Исследования угловых распределений нейтронов, рассеянных атомными ядрами, представляют интерес с точки зрения изучения динамики ядерных взаимодействий. При начальной энергии 2,9 Мэв

согласно имеющимся данным, наиболее вероятным механизмом неупругого рассеяния является образование составного ядра как промежуточной стадии реакции. В случае энергетического разброса налетающих частиц ~ 150 кэв в составных ядрах с $A \sim 60$ возбуждается несколько десятков уровней с одинаковыми спинами и четностью. Если к состояниям составного ядра применимы статистические предположения, то следует ожидать, что угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов будут описываться теорией Хаузера-Фешбаха-Мольдауэра [1,2]. Согласно этой теории, упомянутые угловые распределения должны быть очень близкими по форме для ядер с близкой структурой открытых уровней. Кроме того, в случае коллективной природы уровней ядра-мишени может оказываться заметным вклад прямого неупругого рассеяния.

Методом времени пролета нами изучались спектры нейтронов, неупруго рассеянных четно-четными изотопами Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} с возбуждением первых уровней $2+$. Источником нейтронов 2,9 Мэв являлся импульсный нейтронный генератор, описанный в работе [3]. Геометрия эксперимента и схема электронной аппаратуры также описаны в работе [4].

Для исследований применялись окислы изотопов никеля. Процентное содержание изотопа и вес соответствующего образца приведены в табл. I.

Т а б л и ц а I

Окислы изотопов никеля	Содержание, %	Вес, г
$Ni^{58}O$	92,3	281
$Ni^{60}O$	92,8	236
$Ni^{62}O$	95,5	154

Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов изображены на рис. I. Дифференциальные сечения получались при вычитании известного сечения рассеяния на кислороде [5] из измеренного сечения для окисла соответствующего элемента. Данные исправлены на многократное рассеяние и конечное угловое разрешение. Результат усреднения кривых с учетом распространенности изотопов приведен на рис. I, А. Здесь же для сравнения нанесены дифференциальные сечения упругого рассеяния на естественной смеси при энергии 3,2 Мэв [6].

Сплошной кривой на рис.1 изображены дифференциальные сечения, рассчитанные по оптической модели. Использовался потенциал вида

$$V(r) = -Vf(r, R, \alpha) + 4iW \frac{d}{dr} f(r, R, \beta) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{\mu \kappa c} \right)^2 \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f(r, R, \alpha) \right] \vec{S} \vec{L}, \quad (1)$$

где $f(r, R, \alpha) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})}$; r - текущий радиус; $R = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра; A - массовое число, $\mu \kappa$ - масса покоя κ -мезона; c - скорость света; \vec{S} и \vec{L} - соответственно операторы спинового и орбитального моментов нуклона; W, V, V_{so}, r_0, a и β - параметры потенциала.

В расчетах предполагалось, что угловое распределение нейтронов, упруго рассеянных с образованием составного ядра, является изотропным

$$\sigma_{ee}(\theta) = \frac{\sigma_a - \sigma_{in}}{4\pi}, \quad (2)$$

где σ_a - сечение выбывания нейтрона из входного канала; σ_{in} - сечение неупругих процессов.

Расчеты производились на электронносчетной машине БЭСМ-4 с автоматическим поиском величин V, W, α и β , обеспечивающих наименьшее среднеквадратичное отклонение расчетной кривой от экспериментальных точек. Соответствующие наборы параметров приведены в табл.2.

Расчеты, произведенные для случая рассеяния протонов с энергией 6,9 Мэв [1], приводят к аналогичной зависимости параметров V и α от атомного веса изотопов никеля.

Т а б л и ц а 2

Изотопы никеля	V , Мэв	W , Мэв	V_{so} , Мэв	r_0 , фм	a , фм	β , фм
Ni^{58}	53,3	6,5	12,5	1,25	0,38	0,38
Ni^{60}	51,5	6,5	12,5	1,25	0,53	0,55
Ni^{62}	47,4	6,5	12,5	1,25	0,64	0,43

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния с возбуждением первых уровней изотопов никеля изображены на рис.2. Угловое распределение для ядра Ni^{58} качественно согласуется с результатами работы [7] для энергии 2,45 Мэв и естественной смеси изотопов.

Кривые „ χ^2 “ рассчитаны по теории Хаузера-Фешбаха. Использовалась формула, учитывающая в явном виде зависимость сечения от орбитального момента l и полного момента j налетающего нуклона [4]. Коэффициенты прохождения T_{e_j} рассчитывались для потенциала (1) и значений параметров, приведенных в табл. I. Значения спинов, четностей и энергий открытых уровней взяты из работы [8].

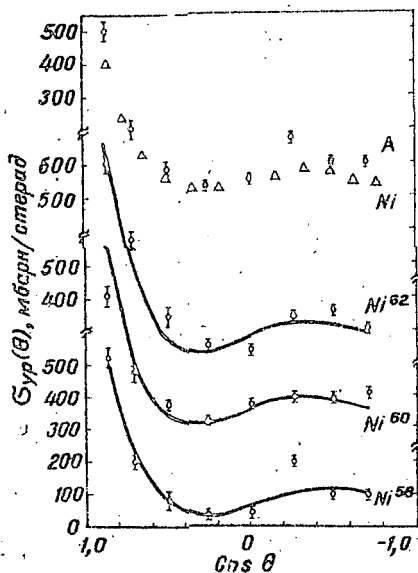


Рис. 1.

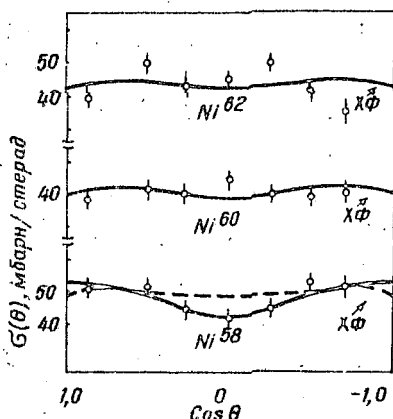


Рис. 2.

Сечения, вычисленные по формуле Хаузера-Фешбаха, превышают экспериментальные в среднем на 40%. Расхождение уменьшается с введением поправок Мольдауэра [2], однако при этом относительный ход кривой углового распределения фактически не изменяется. Для сравнения относительных распределений теоретические кривые на рис. 2 нормированы таким образом, что экспериментальные и расчетные интегральные сечения совпадают. Как видно из рис. 2, угловые зависимости дифференциальных сечений с учетом ошибок эксперимента удовлетворительно описываются распределением Хаузера-Фешбаха. При этом наиболее вероятная форма экспериментального углового распределения для ядра Ni^{58} несколько отличается от результатов теории Хаузера-Фешбаха (пунктирная кривая). Если предполо-

жить, что процесс неупругого рассеяния протекает с образованием составного ядра, весьма вероятно, что статистические постулаты также выполняются, так как угловое распределение в достаточной степени симметрично относительно угла 90° . В этом случае возможно существование некоторых "динамических" ограничений углов вылета рассеянных нейтронов, кроме кинематических, учитываемых теорией Хаузера-Фешбаха. Такие ограничения могут возникать в случае малости эффективного момента инерции ζ возбужденного составного ядра, что приводит к преимущественно небольшим значениям проекции K спина J составного ядра на направление вылета рассеянного нейтрона [9]. Для ядер мишени со спином основного состояния $J = 0$, угловое распределение при этом имеет вид

$$G(E, E', \theta) = \sum_J \sigma_{\chi\phi}^J(E, E', \theta) \sum_K g(K) / D_{1/2}^J(\theta)^2, \quad (3)$$

где $\sigma_{\chi\phi}^J(E, E', \theta)$ - сечение, рассчитанное по теории Хаузера-Фешбаха для фиксированного спина J составного ядра;

$$g(K) = \frac{\exp(-\hbar^2 K^2 / 2Gt)}{\sum_{K'} \exp(-\hbar^2 K'^2 / 2Gt)}, \quad (4)$$

t - температура ядра.

Наилучшее согласие теоретического и экспериментального угловых распределений получается при значении момента инерции

$$\zeta \approx 0,3 G_{\text{тв}},$$

где $G_{\text{тв}}$ - момент инерции твердого шарика с массой и радиусом, соответствующими ядру ^{59}Ni (нижняя сплошная кривая на рис.2), $t \approx 1,3$ Мэв.

Результаты работы [10] свидетельствуют о том, что прямое неупругое рассеяние при энергии ~ 3 Мэв, по-видимому, не изменяет существенным образом формы угловых распределений.

Л и т е р а т у р а

1. Хаузер W., Фешбах Н. - Phys. Rev., 1952, 87, 366.
2. Молдауег Р.А. - Revs. Mod. Phys., 1964, 36, 1079.
3. Федоров М.Б., Яковенко Т.И. - УФЖ, 1967, XII, 1032.
4. Пасечник М.В. и др. - УФЖ, 1962, XIV, II.
5. Huber - Helv. Phys. Acta, 35, 357, 1962.
6. Бескер R.L., Guindon W.G., Smith G.J. - Nucl. Phys. 1966, 89, 154.
7. Станберг L., Левин Y.S. - Phys. Rev., 1956, 103, 343.

8. Д ж е л е п о в Е.С., П е к е р Л.К. Схемы распада радиоактивных ядер. "Наука", М., 1966.
9. Ф е д о р о в М.Б. - УФМ, 1971, XVI, № 2.
10. О л ь х о в с к и й В., Ц е х м и с т р е н к о Ю.В. - Изв. АН СССР, серия физ., 1965, т. XXIX, № 2, с. 317.
- И. П р о к о п е н к о В.С., Т о к а р е в с к и й В.В., Щ е р б о й н В.Н. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1970, т. XXXIV, с. 126.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ (σ , $n'\gamma$) НА ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ

М.В.Савин, И.Н.Парамонова, Ю.А.Хохлов, В.А.Чиркин
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ИК АЭ
СМ СССР)

Описывается методика измерения на линейном ускорителе электронов энергетических зависимостей сечений образования γ -лучей при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами в диапазоне энергий 0,5-7 Мэв. Энергия нейтронов определялась методом времени пролета с разрешением 1,25 нсек/м. Регистрация γ -лучей осуществлялась кристаллом $NaJ(Tl)$. Приводятся предварительные результаты для γ -линий железа ($E_\gamma = 845$ кэв).

This paper describes a method to determine the energy dependence of cross sections for the production of gamma-rays by inelastic neutron interaction with nuclei for incident neutron energies up to 7 MeV in a linear electron accelerator. Neutron energy was determined by the time-of-flight method with the resolution of 1,25 nsec/m. The gamma-rays were detected with a NaJ(Tl) crystal. Preliminary results for gamma-rays ($E_\gamma = 845$ keV) from iron are given.

Разработана методика времени пролета, позволяющая измерять сечения образования отдельных γ -линий при неупругом взаимодействии нейтронов с энергией от порога до 7 Мэв.

Источником нейтронов служила свинцовая мишень линейного ускорителя электронов. Исследуемый образец устанавливался за защитной стеной с коллиматором на расстоянии 35 м от мишени ускорителя. Регистрировалось γ -излучение из образца кристаллом $NaJ(Tl)$ размером 80x80 мм с фотоумножителем ФЭУ-56, установлен-

ным под углом 90° относительно пучка нейтронов. Детектор помещался в свинцовый защитный цилиндр с толщиной стенки 150 мм. Расстояние от центра образца до кристалла равно 60 мм. Энергия первичных нейтронов определялась методом времени пролета с разрешением 1,25 нсек/м.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 1. Импульс детектора γ -лучей одновременно подавался на временной и амплитудный каналы. Накопителем информации служил амплитудный анализатор АИ-4096, работавший в двумерном режиме с разбиением памяти на 64 плоскости по 64 канала. Таким образом, накапливаемая информация представлялась в виде двумерного распределения $F(t, A)$ или, соответственно, $\varphi(E_n, E_\gamma)$. Во временном канале использован

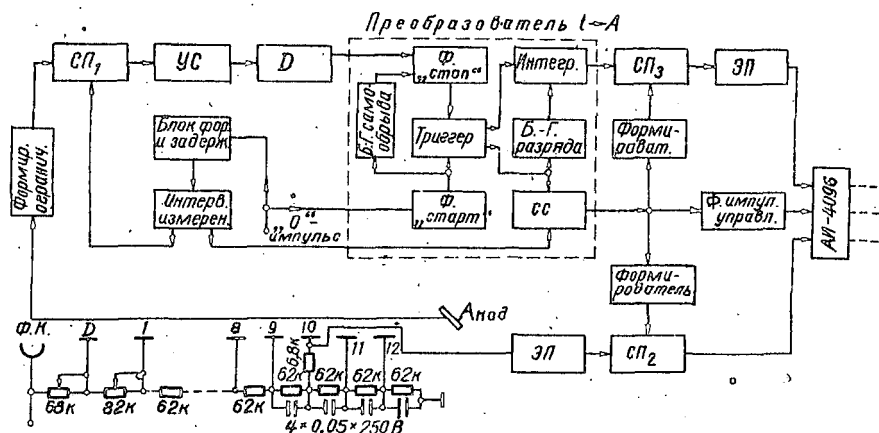


Рис. 1.

преобразователь времени в амплитуду, работавший в режиме "старт-стоп" [1]. Стартовым импульсом преобразователя служил импульс высокочастотного резонатора, установленного на выходе линейного ускорителя [2]. В качестве "стоп"-импульса преобразователя времени в амплитуду использовался импульс тока с анода фотомножителя. Чтобы "хвосты" импульсов от тормозного излучения не искажали амплитудных распределений, импульс с анода фотомножителя формировался на кабеле длительностью 0,1 мксек и затем подавался на схему пропускания (СП₁), которая управлялась "0"-импульсом. Задержка и длительность управляющего импульса подбирались так, чтобы на временной анализ поступали только те импульсы детектора, которые соответствовали времени попадания нейтронного излучения выбранного энергетического диапазона на исследуемый образец. Пос-

кольку фронт импульсов на выходе преобразователя равен длительности измеряемого интервала, то импульсы, соответствующие регистрации интервалов времени $t > 2$ мксек, будут искажены во входном устройстве АИ-4096. Поэтому введено формирование импульсов преобразователя при сохранении амплитуды с помощью схемы пропускания СП₃ [37].

Для амплитудного анализатора использовался импульс с 10 динода фотоумножителя. Нагрузка динода выбрана минимально возможной, не приводящей к резкому ухудшению амплитудного разрешения. В опытах получено разрешение 11% для γ -лучей Cs¹³⁷ при $R_H = 6,8$ ком. Импульс динода фотоумножителя подавался на амплитудный анализатор через линейную схему пропускания СП₂, которая управлялась импульсом с выхода преобразователя "время-амплитуда" ($\tau_H = 1$ мксек), задержанным относительно импульса динода на 0,2 мксек. Это, не искажая амплитуды пропускаемого импульса, уменьшало влияние "хвостов" от тормозного излучения в амплитудном канале, которое могло привести к смещению фотопиков в сторону больших амплитуд с уменьшением времени пролета нейтрона. Заметного смещения в опыте не наблюдалось, что указывало на достаточно надежное отделение рабочих импульсов от тормозного излучения ускорителя.

Калибровка временной шкалы анализатора осуществлялась с помощью переменной задержки [57], откалиброванной по образцовому измерителю временных интервалов И2-9. Точность определения задержки составляла 0,01% ± 4 нсек. Нуль временной шкалы определялся и периодически контролировался по положению пика во временном распределении от тормозного излучения ускорителя. В этом случае схема пропускания СП₁ устанавливалась в режим пропускания без управления ("самоуправление"), а импульсы детектора во временном канале после дискриминатора Д задерживались на 1060 нсек. Нестабильность временной шкалы в течение длительных измерений не превышала ± 6 нсек (+0,17 нсек/м). Точность определения нуля временной шкалы составляла ± 10 нсек.

Зависимость фотоэффективности детектора от энергии γ -излучения измерялась с помощью источников парных γ -квантов Zn⁶⁵, α²¹³, Na²⁴, размеры которых были такими же, как и размеры исследуемых образцов. Абсолютное значение эффективности детектора в рабочей

геометрии ($\eta = \varepsilon_{\gamma} \omega$) определялось с помощью калиброванного источника Mn^{54} , представляющего собой раствор Mn^{54} в соляной кислоте, залитый в контейнер из оргстекла, внутренние размеры которого равны размерам исследуемого образца. Контейнер устанавливался точно в такой же геометрии, как и исследуемый образец. Точность определения величины η в этих измерениях $\pm 5\%$.

Спектр первичных нейтронов и абсолютное значение потока нейтронов $N(E)$ в каждом энергетическом интервале измерялись методом времени пролета с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора объемом 400 л/л⁷, во внутреннем канале которого устанавливался образец U^{235} . Жидкостный сцинтилляционный детектор ЖСД регистрировал деления U^{235} по мгновенным γ -лучам деления. Эффективность регистрации делений (ε_f) определялась с помощью камеры со спонтанно делящегося изотопа Cf^{252} , установленной во внутреннем канале детектора. Спектр фотонейтронов дополнительно был измерен с помощью сцинтилляционного детектора - кристалла стильбена с фотоумножителем ФЭУ-93. Полученные спектры нейтронов приведены на рис.2. Несовпадение спектров в области $E < 2$ Мэв, по-видимому, связано с неточностью в определении порога регистрации нейтронов кристаллом стильбена.

Измерения и обработка результатов. Проведены измерения сечений образования γ -лучей в диапазоне энергий $E_{\gamma} = 0,6 \pm 3$ Мэв при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами железа и алюминия. Образцы имели цилиндрическую форму ($R = 20$ мм, $h = 40$ мм). Измерения проводились сериями по 4-8 час. После каждой серии информация, накопленная в АИ-4096, переписывалась на магнитную ленту ЭВМ. Монитором потока нейтронов из мишени ускорителя служил всеволновый счетчик нейтронов, установленный под 0° к пучку ускоренных электронов.

На рис.3 показано двумерное распределение $\varphi(E_n, E_{\gamma})$, полученное в измерениях с алюминиевым образцом. Для нахождения площади фотопиков $S_{\text{фото}}$ применен метод свертки по Гауссу [6], позволяющий определять площади фотопиков из аппаратурных распределений без предварительного вычитания фоновых распределений. Однако в полученные значения площадей фотопиков в этом случае войдут фоновые отсчеты от γ -лучей, образовавшихся при взаимодействии фоновых нейтронов пучка ускорителя с ядрами исследуемого образца.

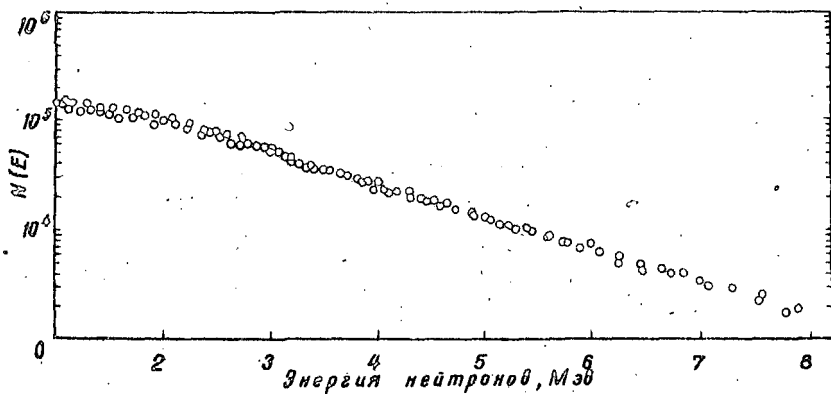


Рис.2.

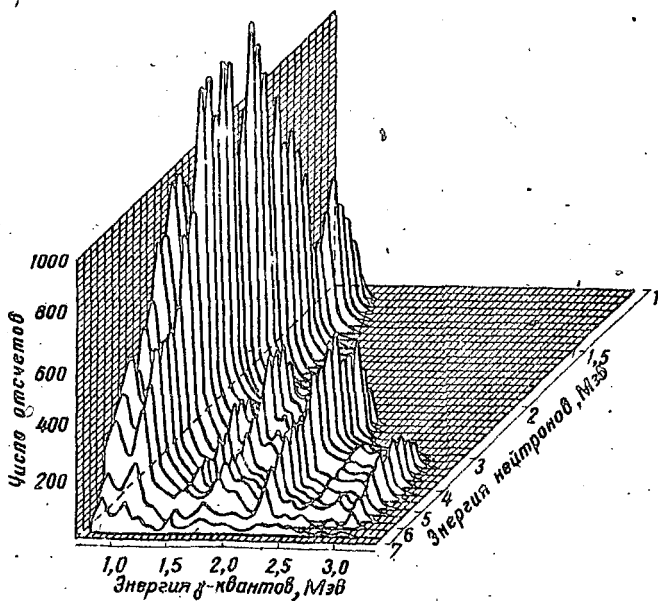


Рис.3.

Этот фон для γ -линий определялся из результатов отсчета аппаратурных распределений при энергиях нейтронов ниже порога образования данной линии. Результаты показали, что при энергиях нейтронов ниже порога, фон для всех γ -линий не зависит от энергии нейтронов. На основании этого считалось, что фон будет таким же и при энергиях нейтронов выше порога образования данной линии. Величина этого фона для различных γ -линий железа (1,24; 1,81; 2,12; 2,6 Мэв) составляла 3-10%. Кроме этого, в площади фотопиков некоторых γ -линий могут войти отсчеты от совпадающих фотопиков, обусловленных регистрацией кристаллом $NaJ(Tl)$ упруго и неупруго рассеянных нейтронов на образце, и нейтронного фона помещения. Величина поправки на этот фон определялась из измерений с углеродным образцом. Такая процедура не приводила к заметным ошибкам, так как поправки были незначительны.

На рис.4 приведены предварительные результаты энергетической зависимости сечения образования γ -линий 0,845 Мэв железа, полученные из трех серий измерений. Экспериментальные данные поправлены на ослабление потока нейтронов в образце, на многократное рассеяние нейтронов в образце (учитывалось только двукратное взаимодействие) и на самопоглощение γ -излучения в образце. При интегрировании полученных результатов по углам использованы распределения, приведенные в работах [8,9]. Статистическая ошибка каждой серии меньше среднего отклонения результатов отдельных серий от усредненной по сериям величины, которое обусловлено статистической ошибкой, ошибкой связанной с обработкой экспериментальных данных, и ошибкой, возникающей из-за нестабильности измерительной аппаратуры и всеволнового счетчика. Поэтому при определении полной ошибки измерений использовалась ошибка, полученная из усредненного разброса по сериям. Величина разброса составляла 2-3% при $E_n = 0,9-6$ Мэв и 4-5% при $E_n > 6$ Мэв. Основной вклад в полную ошибку измерений давала неопределенность эффективности детектора $\Delta \eta$, которая составляла $\pm 5\%$. Кроме того, в области больших энергий нейтронов возникала ошибка, обусловленная погрешностью определения нуля временной шкалы (Δt) по пику от тормозного излучения. Спектр нейтронов (см.рис.2) хорошо описывается максвелловским распределением

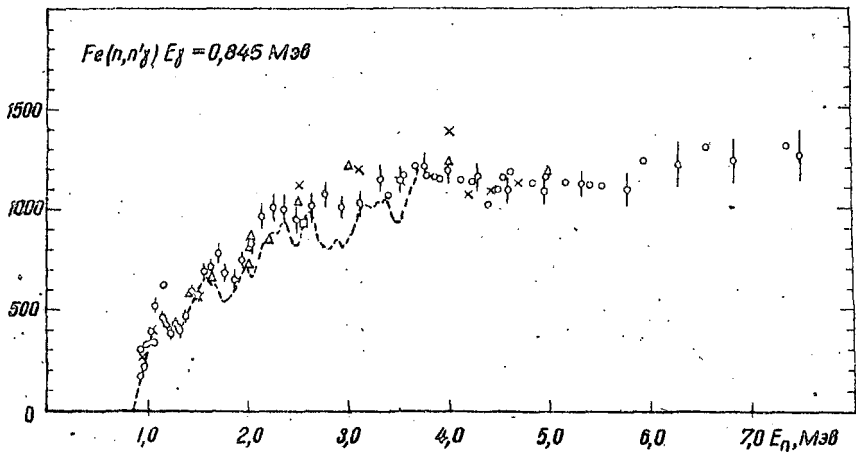


Рис.4.

$$N(E) = (AE/T^2) \exp(-E/T)$$

при $T = 1,08$ Мэв.

Поэтому ошибка в определении площади $S = N(E) \Delta E$ будет иметь вид

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta t}{t} \left(\frac{E}{T} - \frac{S}{2} \right).$$

На рис.4 показана полная ошибка. В области энергий нейтронов 0,9 - 6 Мэв эта ошибка составляет 6%, а при $E_n = 7$ Мэв она равна ~11%. Для сравнения на рис.4 приведены результаты других авторов [7, 8, 10-12].

Л и т е р а т у р а

1. Ильин Ю.И., Чиркин В.А., Савин М.В. - ПТЭ, 1968, № 2, 99-101.
2. Демчишин В.И., Комаров Л.С., Чиркин В.А. - ПТЭ, 1966, № 2, 196.
3. Савин М.В. и др. Транзисторные схемы для спектрометрических измерений на линейном ускорителе электронов. Докл. на XIII съезждении по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Рига, 1968.
4. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Шейн Ю.В. - ПТЭ, 1969, № 6, 27-30.
5. Шейн Ю.В., Белов В.А. - ПТЭ, 1970, № 4, 120-123.
6. Савин М.Л., Сараева М.К., Жеребцов В.А. Идентификация фотопиков методом свертки по Гауссу. Докл. на XXI Ежегодном съезждении по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., 1971.

7. Бродер Д.Л. и др. Докл. М-26/81. "Nuclear Data for Rea-

- ctors". IAEA, Vienna, 1970, II, 295.
8. Benjamin R.W., Buchanan P.S., Morgan J.L. - Nucl. Phys., 1966, 79, No. 2, 241-256.
 9. ENL-400, Z - I to 20. 3d. Ed., 1970.
 10. Montague J.H., Paul E.B. - Nucl. Phys., 1962, 30, 93-102.
 11. Hopkins J.C. - Nucl. Sci. Engng., 1964, 19, 431.
 12. Day R.B. - Phys. Rev., 1958, 102, 762.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ
 $Fe^{56}(\gamma, n)Fe^{55}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

А.И.Абрамов, В.Я.Китаев, Ю.Я.Стависский, М.Г.Юткин
 (Физико-энергетический институт ГК АЭ Си СССР)

Обсуждаются возможности использования результатов измерений сечений фотонейтронных реакций вблизи порога для уточнения данных по сечениям обратной реакции радиационного захвата нейтронов, развития представлений о механизме взаимодействия гамма-квантов и нейтронов с атомными ядрами и получения информации о величинах параметров, характеризующих эти процессы. Сообщаются результаты первых измерений спектров нейтронов из реакции $Fe^{56}(\gamma, n)Fe^{55}$, проведенных методом времени пролета на микротроне ФЭИ.

There are discussed some possibilities of using the results of photoneutron cross section measurements near threshold for refinement of the data on cross sections for inverse radiative capture reaction, for the development of ideas on the mechanism of gammas and neutrons interaction with atomic nuclei and for obtaining some information on the parameters of these processes. The results of the first measurements of neutron spectra from the $Fe^{56}(\gamma, n)Fe^{55}$ reaction performed by the time-of-flight method on the FEI microtron are reported.

Несколько лет назад было отмечено [1-4], что измерения спектров нейтронов и сечений фотонейтронных реакций вблизи их порогов могут дать весьма ценную информацию, существенно дополняющую сведения, получаемые при исследованиях обратной реакции

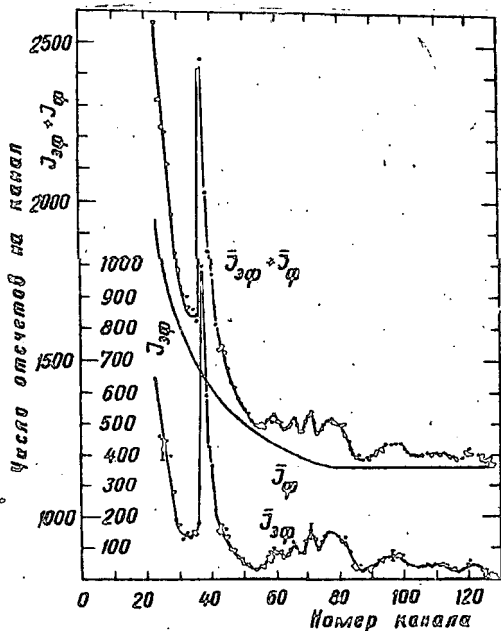
радиационного захвата нейтронов. В спектрах фотонейтронов наблюдаются пики, соответствующие резонансным пикам в сечении реакции (n, γ) . Непосредственное измерение ширины этих пиков сразу дает значения нейтронной ширины Γ_n , а из анализа их площади нетрудно получить парциальную ширину радиационного перехода в основное состояние Γ_γ .

Использование принципа детального равновесия позволяет получить значения $\sigma(n, \gamma)$ для конечного ядра, непосредственное измерение которого может оказаться трудным или даже невозможным (например, если это ядро нестабильно, что имеет место в случае реакции $\text{Fe}^{56}(\gamma, n)\text{Fe}^{55}$). Выделение групп нейтронов, соответствующих образованию конечного ядра в одном из первых возбужденных состояний, открывает уникальную возможность изучения процесса, эквивалентного радиационному захвату нейтронов возбужденным ядром, непосредственное исследование которого практически несуществимо. К тому же, одновременно появляется возможность изучения с хорошим энергетическим разрешением возбужденных уровней исходного ядра, лежащих выше первого возбужденного уровня конечного ядра, т.е. гораздо выше (на сотни килоэлектронвольт) энергии связи нейтрона, тогда как исследование радиационного захвата нейтронов при таких энергиях не в состоянии обеспечить достаточно высокое энергетическое разрешение.

В более поздних работах по измерениям сечений фотоядерных реакций в околопороговой области показана возможность идентификации природы электрических и магнитных переходов различной мультипольности и измерения их силы [5], выделения сечения нерезонансного (прямого или полупрямого) захвата нейтронов в области разрешенных резонансов, а также изучения входных и аналоговых состояний [6, 7]. Этот перечень вопросов, которые могут быть изучены при измерениях спектров фотонейтронов вблизи порога, убедительно показывает целесообразность развития исследований в данном направлении. Однако из-за ряда экспериментальных трудностей, связанных, прежде всего, с малой величиной наблюдаемых эффектов, измерения этого типа до сего времени проводились лишь в весьма ограниченном числе лабораторий.

Все выполненные исследования фотонейтронных реакций вблизи порогов проводились на линейных ускорителях. В настоящей работе

сделана попытка выяснить возможности использования для аналогичных целей микротрона, который, несмотря на меньший средний ток пучка, обладает преимуществом, связанным со значительно более высокой монохроматичностью ускоряемых электронов, что положительно сказывается на форме тормозного спектра γ -излучения вблизи его границы.



Аппаратурные временные распределения импульсов детектора, измеренные многоканальным анализатором АИ-256.

Микротрон ФЭИ предназначен в основном для проведения исследований по физике реакторов, чем и определяется выбор его номинальных параметров: энергия электронов 30 Мэв, длительность импульса $I - 2$ мксек, частота следования импульсов 50 - 100 гц. Для получения тормозного излучения с максимальной энергией ≈ 12 Мэв резонатор микротрона передвинут в глубь ускорительной камеры с таким расчетом, чтобы в выводной канал попадали электроны с 12-й орбиты вместо 30-й. Кроме того, специально для данных измерений освоен режим работы с длительностью импульсов

0,2-0,4 мксек, частотой следования 1-2 кгц и током в импульсе 20-40 ма. Выведенный из ускорителя пучок электронов направлялся на находящуюся в соседнем помещении тормозную мишень из алюминия. Исследуемый образец в виде железного диска толщиной 23 мм устанавливался за тормозной мишенью так, что его плоскость и ось пучка электронов образовывали угол 45° . Вылетающие из образца под углом 75° к оси пучка фотонейтроны пролетали в вакууме 40,2 м и регистрировались детектором, состоящим из семи жидкостных сцинтилляционных счетчиков с метилборатом, обогащенным изотопом B^{10} до 92%. Общая площадь детектора составляла 546 см^2 . Рассчитанная методом Монте-Карло эффективность такого детектора при толщине слоя сцинтиллятора 2 см составляет $\approx 40\%$ при энергии нейтронов 1 кэв и постепенно уменьшается до 15% при энергии 100 кэв. Собственный фон всей сборки счетчиков в свинцовой защите не превышал 35 имп/сек. Общая временная неопределенность, обусловленная параметрами пучка, детектора и регистрирующей аппаратуры, составляла 1,22 мксек, и разрешение спектрометра таким образом оказывалось порядка 30 нс/м.

В результате нескольких серий измерений получены временные распределения импульсов, одно из которых приведено на рисунке. Сравнение полученных результатов с данными работы [47] показывает, что положение основных пиков в области энергий 1 - 10 кэв согласуется в пределах точности эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. Bertozzi W., Sargent C.P., Turchi -
petz W. - Phys. Lett., 1963, 6, 108.
2. Bollinger L.M. Proc. of Conf. on Neutron Cross Section
Technology, v.2, Washington, 1966, p.1064.
3. Берман В.Л., Сидду Г.С., Бовман С.Д. -
Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 761.
4. Бовман С.Д., Сидду Г.С., Берман В.Л. -
Phys. Rev., 1967, 163, 951.
5. Бовман С.Д., Берман В.Л., Jackson H.E. -
Phys. Rev., 1969, 78, 1727.
6. Van Heмерt R.J., Thesis Ph.D. UCRL=50501,
LRL, 1968.
7. Baglan R.J., Thesis Ph.D. UCRL - 50902, LRL, 1970.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ α ДЛЯ U-235 И Pu-239 В
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 10 КЭВ - 1 МЭВ

В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев, Ю.С.Прокопец, А.А.Мэтлов,
Ю.Я.Стависский

(Физико-энергетический институт ИК АЭ СМ СССР)

Проведены абсолютные измерения отношений сечения радиационного захвата и сечения деления для U²³⁵ и Pu²³⁹ в области энергий нейтронов 10 кэв - 1 Мэв. В эксперименте использовался метод измерения α , основанный на применении большого жидкостного сцинтилляционного детектора, загруженного кадмием. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с данными, полученными в этой области энергий нейтронов ранее, и имеют точность 10 - 15%.

The ratio of the neutron capture cross section to the fission cross section ($\alpha = \sigma_c / \sigma_f$) for U²³⁵ and Pu²³⁹ has been measured absolutely at neutron energies from 10 keV to 1 MeV by a large cadmium-loaded liquid-scintillator technique. The results of this experiment are in reasonable agreement with other reported values of α and have accuracy about 10 - 15%.

Отношение сечений радиационного захвата нейтронов и деления ($\alpha = \sigma_c / \sigma_f$) является одной из важнейших ядерно-физических констант, используемых при расчете реакторов на быстрых нейтронах. Точность, с которой должны быть известны значения α для расчета мощных реакторов-размножителей, составляет 3-5%, что в несколько раз превышает достигнутую точность экспериментального измерения α в области быстрых нейтронов. Поэтому в ряде лабораторий мира в последние 2-3 года предприняты попытки получения новых экспери-

ментальных данных по величине α U^{235} и ρ_{α}^{239} . Однако все эти работы проводились на нейтронных спектрометрах, энергетический диапазон которых ограничен сверху областью 10-30 кэв, и экспериментальные данные, полученные в этой области, имеют точность 20 - 30%.

Целью настоящей работы было получение новых экспериментальных данных по величине α для U^{235} и ρ_{α}^{239} в наиболее важном для расчетов быстрых реакторов интервале энергий нейтронов 10 кэв - 1 Мэв. Эксперимент проводился на спектрометре по времени пролета на базе импульсного ускорителя ЭГ-1 ФИ. В основе метода измерения величины α лежат использование большого жидкостного сцинтилляционного детектора (сцинтилляционного бака), загруженного кадмием [1-3], который служит для регистрации событий радиационного захвата нейтронов и деления по мгновенным γ -лучам и идентификации событий захвата и деления путем регистрации нейтронов деления после их замедления и поглощения в кадмии. Метод измерения и экспериментальная установка описаны в работе [3]. Величина α может быть получена из соотношения

$$\alpha = \frac{\epsilon_{\gamma f}}{\epsilon_{\gamma c}} \cdot \frac{N_1/N_2 [1 - C(1-P)] - C(1-P)}{(1-P) - N_1 P/N_2}, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 - зарегистрированные в детекторе события двух типов: одиночные события (преимущественно захват) и события, сопровождающиеся регистрацией в течение некоторого интервала времени ожидания дополнительных импульсов (преимущественно деление); $\epsilon_{\gamma c}$, $\epsilon_{\gamma f}$ - эффективность регистрации событий захвата и деления по мгновенным γ -лучам; C - вероятность того, что событие деления не будет сопровождаться регистрацией нейтронов деления в интервале времени ожидания; P - вероятность того, что событие сопровождается случайным фоновым импульсом.

Как показано в работе [3], величины $\epsilon_{\gamma f}/\epsilon_{\gamma c}$ и C являются константами установки и могут быть измерены экспериментально. Значения этих констант для нашего детектора следующие: $\epsilon_{\gamma f}/\epsilon_{\gamma c} = 1,08 \pm 0,07$; $C_{Pu^{239}} = 0,2955 \pm 0,0073$; $C_{U^{235}} = 0,2962 \pm 0,0053$. Величины N_1/N_2 и P измеряются непосредственно в эксперименте. Таким образом, все величины, входящие в соотношение (1), могут быть измерены в эксперименте, и метод, использующий для регист-

рации захвата нейтронов и деления сцинтилляционный бак, позволяет получить абсолютную величину α , причем фактически измеряемой величиной в условиях нашего эксперимента является $(\alpha + 0,3)$.

Измерение величины α производилось на базе I,125 м с разрешением 18 нсек/м при использовании непрерывного спектра нейтронов из "толстых" мишеней для диапазона энергий нейтронов 10 - 80 кэВ и с разрешением 10 - 30 кэВ в области энергий нейтронов 100 кэВ - 1 МэВ при работе на моноэнергетических нейтронах. В качестве источника нейтронов служили реакции $Li^7(p,n)He^3$ и

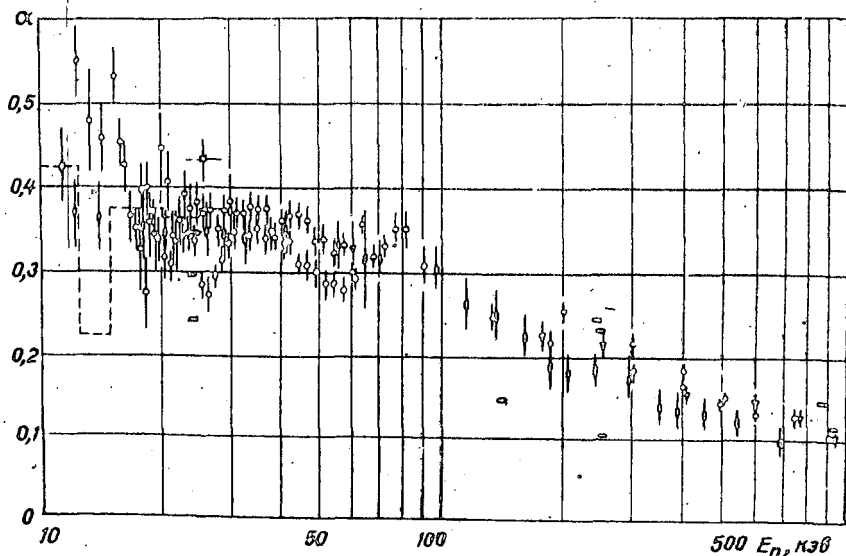


Рис. I. Полученные в эксперименте значения величины α для U^{235} :
 ○ - ФЭИ, 1970; ○ - ORNL, 1967; ▽ - LASL, 1962; ○ - ORNL, 1964; ○ - УАЗ, 1956; □ - ФЭИ, 1958; ○ - ФЭИ, 1965; ---□--- - UCRL, 1970; ---◇--- - ОИЯИ, 1965.

$T(p,n)He^3$. Использовались металлические литиевые и стандартные T-Ti мишени. В эксперименте использовался образец из металлического Pu^{239} диаметром 40 мм и толщиной $2,9 \cdot 10^{21}$ ядер/см² с содержанием Pu^{240} 0,2% и образец из U_3O_8 , обогащенный изотопом U^{235} д.

90,3%, с толщиной $4,1 \cdot 10^{21}$ ядер/см². Кроме того, для измерения уровня фона использовались эквивалентные рассеивающие образцы из углерода и свинца. Величина C измерялась быстродействующими монизационными камерами деления [4] со слоями U^{235} и Pu^{239} .

Полученные в эксперименте значения величины λ для U^{235} и Pu^{239} представлены на рис. 1 и 2 и являются результатом усреднения 5 для U^{235} и 9 для Pu^{239} независимых серий измерения.

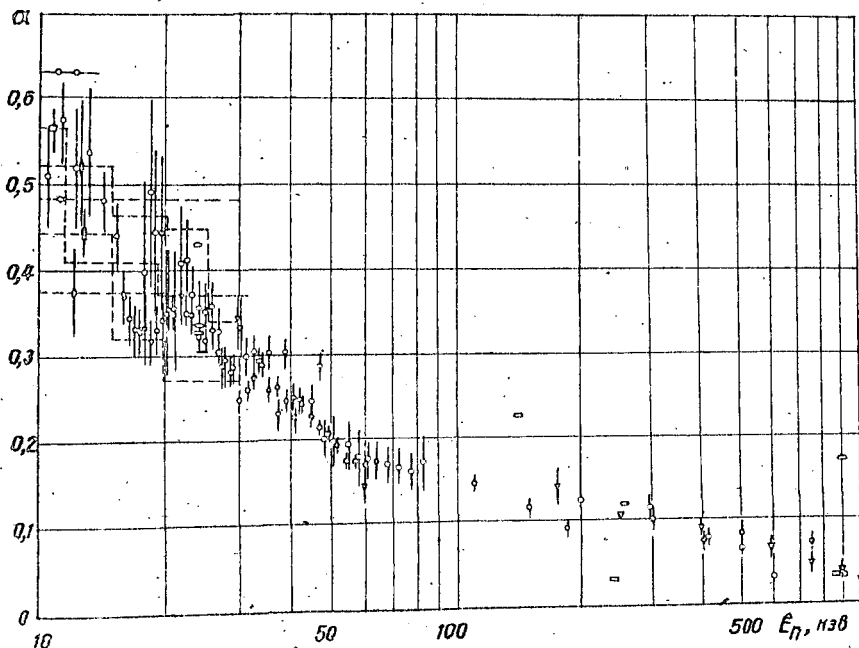


Рис. 2. Полученные в эксперименте значения величины λ для Pu^{239} :

○ - ФЭИ, 1970; ◊ - ORNL, 1967; ▽ - LASL, 1962; □ - ИАЭ, 1956; ◻ - ФЭИ, 1958; ○ - ФЭИ, 1965; ---□--- ORNL-RPI, 1970; ---◇--- Harw, 1970; ---□--- UCRL, 1970; ---◇--- ОИЯИ-ФЭИ, 1970; ---◇--- ОИЯИ, 1970.

Указанная на рисунках ошибка является среднеквадратичной ошибкой, полученной в результате усреднения, и не включает неопределенность в константах экспериментальной установки E_{eff}/E_{sc} и C , характеризующая тем самым неопределенность в относительном энерге-

тическом ходе величины α . Полная абсолютная ошибка величины α , включающая неопределенность всех величин, входящих в выражение (1), составляет 10 - 15%. На рисунках дано также большинство имеющихся экспериментальных данных по величине α в области энергий нейтронов 10 кэв - 1 Мэв. Можно констатировать удовлетворительное согласие всех экспериментальных данных, полученных на ускорителях Ван-де-Граафа аналогичным методом. Однако необходимо отметить, что в работах [1,2] использовались значительно более толстые (\sim в 6 раз) образцы, и для детального сравнения, по-видимому, необходимо учитывать возможные эффекты, связанные с блокировкой. Обращают на себя внимание заметные флуктуации в полученной зависимости величины α от энергии нейтронов как для U^{235} , так и для Pu^{239} . Эти флуктуации могут являться причиной значительных расхождений в случае U^{235} в результатах измерения ρ методом пропускания в сферической геометрии на $Sb-Be$ фотонейтронных источниках. Наличие таких флуктуаций в величине α не является неожиданным и может быть связано с сильной структурой в сечении деления, которая для U^{235} в этой области энергий нейтронов недавно обнаружена [5].

Л и т е р а т у р а

1. Н о р к и н с J.C., D i v e n V.C. - Nucl. Sc. Eng., 1962, 12, 169.
2. D e S a u s s u r e G. et al. Nucl. Data for Reactors, VII, p.233, IAEA, Vienna, 1967.
3. К о н о н о в В.Н. и др. Докл. на сов.по нейтр. физ., Киев, 1971.
4. К о н о н о в В.Н. и др. - ПТЗ, 1969, № 6, 51.
5. P a t r i s k V.N. et al. AERE-R6350, 1970.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРА α ДЛЯ Pu^{239}

А.А.Бергман, А.Н.Медведев, А.Е.Самсонов,
Ю.Я.Ставиский, В.А.Толстикова, В.Б.Челноков
(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР,
Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

На нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце [1] проведены измерения параметра α для Pu^{239} в области энергий $E_n \geq 20$ кэв с нормировкой по тепловому спектру.

The parameter λ for Pu^{239} has been measured on the lead slowing-down neutron spectrometer in the energy region $E_n \approx 20$ kev. The experimental data have been normalized by using measurements with thermal neutrons.

Исследование энергетической зависимости отношения сечения радиационного захвата σ_c к сечению деления σ_f для Pu^{239} („ α “) проведено с помощью пропорционального γ -счетчика с эффективностью регистрации γ -квантов, пропорциональной их энергии [2], который регистрировал захват и деление. Измерения эффекта деления проведены с делительной камерой.

Экспериментально определялось отношение интенсивностей отсчетов γ -счетчика $J_\gamma(\bar{E})$ (от образца Pu^{239}) и делительной камеры $J_f(\bar{E})$, помещаемых в канал свинцового „куба“, в функции времени замедления нейтронов в свинце t (рис.1)

$$\bar{E} = 183 \text{ кэВ} (t \text{ мксек} + 0,3)^2.$$

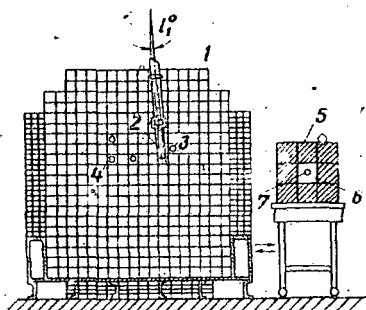


Рис.1. Свинцовый „куб“ и графитовая призма.

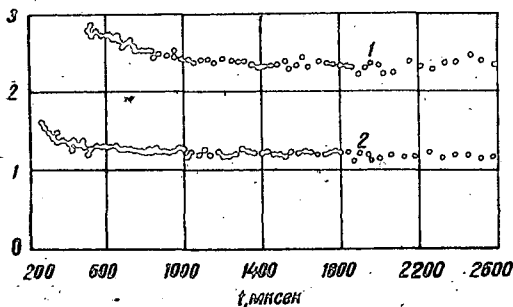


Рис.2. Отношение отсчетов делительной камеры J_f и γ -счетчика от образца кадмия J_γ^{Cd} к счету борного счетчика J_γ^B в графитовой призме: 1 - J_γ^{Cd}/J_γ^B ; 2 - J_f/J_γ^B ; t - время цикла.

Аналогичные измерения проводились в графитовой призме, придвигаемой к свинцовому „кубу“ $J_\gamma(t)$ и $J_f(t)$:

$$\frac{J_\gamma(\bar{E})J_f(t)}{J_\gamma(t)J_f(\bar{E})} = \frac{\lambda(\bar{E}) + \beta}{\lambda(t) + \beta},$$

где β - отношение эффективностей регистрации акта деления (по мгновенным γ -лучам) к акту захвата. Аргумент Γ означает, что величина взята для теплового спектра нейтронов в графитовой призме.

Для определения β в графитовой призме измерялось отношение интенсивностей отсчетов γ -счетчика от захвата и деления в образце $Pu^{239} J_Y^{Pu}(\Gamma)$ и захвата в образце золота $J_Y^{Au}(\Gamma)$. Тогда

$$\lambda(\bar{E}) - \lambda(\bar{\Gamma}) = \left[\frac{J_Y^{Pu}(\bar{E})}{J_f(\bar{E})} \cdot \frac{J_f(\Gamma)}{J_Y^{Pu}(\Gamma)} - 1 \right] \left[\frac{J_Y^{Pu}(\Gamma) G_c^{Au}(\Gamma) P_{Au} A_{Pu} B_{Au} \delta^2}{J_f^{Au}(\Gamma) G_f(\Gamma) P_{Pu} A_{Au} B_{Pu}} \right].$$

Здесь P - вес образцов; A - атомный номер; B - энергия связи нейтрона в компаунд ядре; δ^2 - экспериментально определенный множитель, зависящий от радиусов образцов.

Особенности проведения нормировки в графитовой призме²

Pu^{239} имеет широкий резонанс при $E_n = 0,296$ эв, поэтому необходимо иметь хорошо термализованный спектр нейтронов. Оценки, проведенные для графитовой призмы (60x60x120 см³) по данным работы [2], показывают, что тепловой спектр с распределением, близким к максвелловскому, устанавливается при временах $t > 1000$ мксек. Диффузионное охлаждение в этой призме мало.

Как видно из рис.2, при $t > 1500$ мксек в использованной геометрии действительно можно гарантировать установление теплового равновесия. Активация при измерении с γ -счетчиком исключалась за счет того, что бралась разность числа отсчетов за два соседних интервала времени по 800 мксек в конце цикла.

Учитывалась депрессия нейтронного потока за счет поглощения тепловых нейтронов в образце:

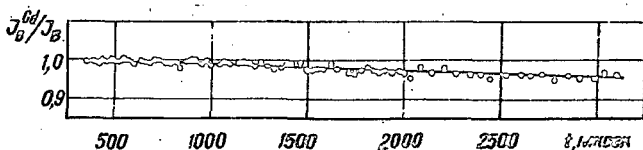


Рис.3. Отношение отсчетов борного счетчика при наличии образца кадмия, введенного в измерительную полость призмы J_B^{Cd} к счету J_B без Cd.

*Метод предложен А.А.Бергманом, А.Е.Самсоновым, Б.Б.Чалыковым

1. Уменьшение потока в призме на время цикла.

Поправка на этот вид депрессии составляла менее 0,5%. Это следует из данных рис.3 с учетом различия в поглощении образцов Pu^{239} и образца кадмия.

2. Уменьшение нейтронного поля вблизи образца. Влияние этого эффекта мало, так как образец помещался в центр полости размером $20 \times 20 \times 40$ см³ внутри графитовой призмы.

3. Поглощение нейтронов при однократном прохождении через образец учитывалось в предположении, что нейтрон проходит путь, равный среднему пути через образец. Поправки на это поглощение составляли 13% для образцов Au и Pu (1 г) и $(21 \pm 1)\%$ для Pu весом 3 г.

Обсуждение. В полученные результаты вводились поправки на рециклические нейтроны, на активацию и просчеты. (Измерения в "кубе"). Последние для чистого эффекта не превышали 4% ($E \approx 30$ кэв) и быстро уменьшались до 0,5% при $E \approx 5$ кэв. Поправка на разрешение определялась, исходя из теоретических оценок спектра нейтронов $N(E, \bar{E})$ [17] и не превышала 4%.

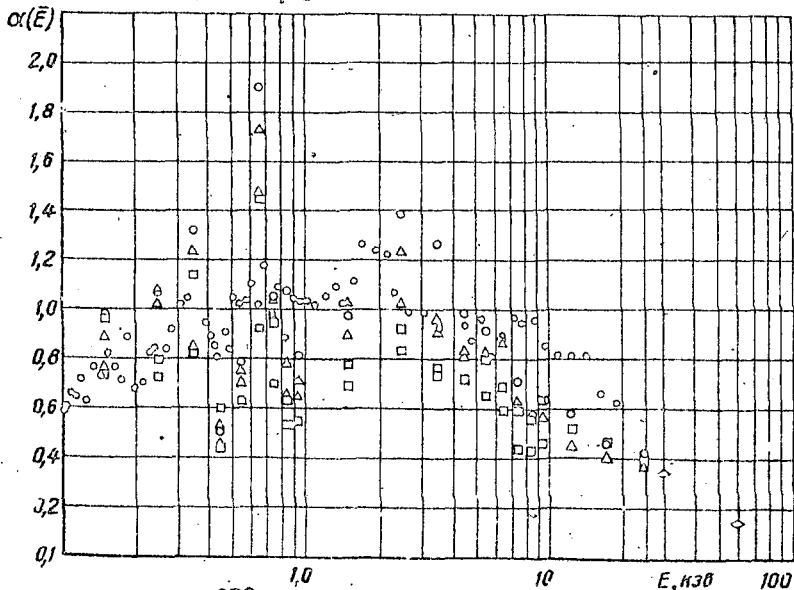


Рис.4. $\alpha(\bar{E})$ для Pu^{239} ; \circ - данные настоящей работы, $n = 4,2 \cdot 10^6$ ат/см²; \diamond - Т.Норкин, В.Дивен, 1962; \circ - R.Gwin et al., 1970; \square - M.Schomberg et al., 1970; Δ - T.Czigg, T.Lindsey, 1970; \square - Ю.Рябов и др., 1970; Δ - С.Сухоручкин и др., 1970.

Разброс точек относительно плавной кривой, которую следует провести для $\alpha(E)$ на рис.4, соответствует среднеквадратичному разбросу точек в разных измерениях. Этот разброс во всех случаях не превышает статистический более, чем на 20%. Результаты для образца Pu^{239} весом 3 г ($\bar{n} = 4,2 \cdot 10^{20}$ ат/см²) хорошо согласуются с данными для образца весом 1 г ($\bar{n} = 1,7 \cdot 10^{20}$ ат/см²) в области до 20 кэв.

Величина β , полученная из измерений в графитовой призме составляет $0,80 \pm 0,06$, что соответствует средней сумме энергий мгновенных γ -квантов деления $\sum E_{\gamma} = 5,1$ Мэв.

Наши результаты основываются на предположении, что $\sum E_{\gamma}$ не меняется при изменении энергии нейтронов. Ошибка, связанная с нормировкой $\pm \Delta\alpha$, имеет следующую зависимость:

$\alpha(E)$	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00	1,20
$\pm \Delta\alpha$	0,03	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07

Превышение полученных данных по α в области 20 кэв над данными других работ не могут быть связаны с ошибкой нормировки.

Л и т е р а т у р а

1. Бергман А.А. и др. Труды ФИАН, 24, 1962.
2. Антонов А.В. Труды ФИАН; 14, 147, 1962.
3. Штрандх И.В., Кларуков А.М., Самсонов А.Е. Труды ФИАН, 42, 69, 1968.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ α

В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев, Ю.С.Прокопец, А.А.Метлев,
Ю.Я.Стависский

(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

Описывается метод измерения величины α , отношения сечений захвата и деления, с использованием большого жидкостного сцинтилляционного детектора и импульсного ускорителя Ван-де-Граафа.

The method of measuring α , the ratio of the neutron capture cross section to the fission cross section, by using of large liquid scintillator loaded with cadmium and pulsed Van de Graaff accelerator is described.

В экспериментах по прямому измерению отношения сечений радиационного захвата и деления (α) ставится задача одновремен-

ного измерения сечения захвата нейтронов по мгновенным γ -лучам захвата и сечения деления. Использование большого жидкостного спциллицидонного детектора (спциллицидонного бака), загруженного кадмием $\text{Li} - \text{Zr}$, позволяет надежно идентифицировать события захвата и деления, и проводить абсолютные измерения величины α в широком диапазоне энергий быстрых нейтронов.

Захват нейтронов в образце, помещенном в центре такого детектора, характеризуется только мгновенными импульсами, возникающими при регистрации каскада γ -лучей захвата. События деления, кроме мгновенных импульсов от γ -лучей деления, могут сопровождаться появлением в некотором интервале времени после деления (время ожидания) одного или нескольких импульсов, связанных с регистрацией нейтронов деления после их замедления и поглощения ядрами кадмия. Этот признак используется для идентификации событий захвата и деления. В реальных условиях не все события деления сопровождаются регистрацией в интервале времени ожидания нейтронов деления и, кроме того, в интервале ожидания может появиться случайный фоновый импульс. Учитывая эти обстоятельства, число зарегистрированных детектором одиночных событий (N_1) и число событий, сопровождавшихся хотя бы одним импульсом в интервале времени ожидания (N_2), могут быть записаны:

$$N_1 = \epsilon_{\gamma c} n_c - \epsilon_{\gamma c} n_c P + \epsilon_{\gamma f} n_f C(1-P), \quad (1)$$

$$N_2 = \epsilon_{\gamma f} n_f - \epsilon_{\gamma f} n_f C(1-P) + \epsilon_{\gamma c} n_c P, \quad (2)$$

где n_c , n_f - число событий захвата и деления; $\epsilon_{\gamma c}$, $\epsilon_{\gamma f}$ - эффективность регистрации событий захвата и деления по мгновенным γ -лучам; C - вероятность того, что событие деления не сопровождается регистрацией нейтронов деления в интервале времени ожидания; P - вероятность появления в интервале ожидания фонового импульса.

Из состояния (1) и (2) может быть определена величина α :

$$\alpha = \frac{n_c}{n_f} = \frac{\epsilon_{\gamma f}}{\epsilon_{\gamma c}} \cdot \frac{N_1/N_2 [1 - C(1-P)] - C(1-P)}{(1-P) - N_1/N_2 P}. \quad (3)$$

Следовательно, для получения абсолютного значения α , кроме измерения числа событий N_1 и N_2 , необходимо определить вероятности C и P и отношение эффективностей $\epsilon_{\gamma f}/\epsilon_{\gamma c}$.

Вероятность C можно измерить, если образец заменить камерой деления и считать только те события N_1 и N_2 , которые соответствуют регистрации событий деления камерой деления:

$$C = \frac{N_1^k}{(N_1^k + N_2^k)(1-P)} \quad (4)$$

Вероятность P может быть также измерена экспериментально. Для этого необходимо запускать схему ожидания сопутствующих импульсов от случайного события, не связанного с делением и захватом.

Из соображений получения максимального отношения эффекта к фону, измерение числа событий N_1 и N_2 приходится производить для импульсов, лежащих выше некоторого порога. Поэтому отношение эффективностей регистрации детектором событий деления и захвата по мгновенным γ -лучам можно представить следующим образом:

$$\frac{\epsilon_{\gamma f}^0}{\epsilon_{\gamma c}^0} = \frac{\epsilon_{\gamma f}^0}{\epsilon_{\gamma c}^0} \cdot \frac{f_f}{f_c} \quad (5)$$

где $\epsilon_{\gamma f}^0$, $\epsilon_{\gamma c}^0$ - соответствующие эффективности при нулевом пороге; f_f , f_c - доля импульсов в амплитудном спектре событий деления и захвата, лежащая выше порога регистрации, при котором производится измерение числа событий N_1 и N_2 . Поскольку сцинтилляционный бак фактически является детектором полного поглощения, величины $\epsilon_{\gamma f}^0$ и $\epsilon_{\gamma c}^0$ близки к 1. Оценки этих величин для используемого нами детектора показали, что $\epsilon_{\gamma f}^0 = 0,98 \pm 0,01$ и $\epsilon_{\gamma c}^0 = 0,92 \pm 0,04$. Следовательно, для определения отношения эффективностей $\epsilon_{\gamma f}^0 / \epsilon_{\gamma c}^0$ требуется знание амплитудных спектров импульсов детектора, соответствующих регистрации событий деления и захвата, которые можно получить из амплитудных спектров событий N_1 и N_2 , используя соотношения (1) и (2).

Таким образом, все величины, входящие в выражение (3), можно измерить экспериментально, и, следовательно, получено абсолютное значение величины λ . Однако в связи с тем, что сцинтилляционный бак обладает большим фоном, вызванным регистрацией рассеянных в образце нейтронов, эксперимент можно осуществить только при использовании импульсного пучка нейтронов, получаемых из реакций $Li^7(p,n)He^3$ или $T(p,n)He^3$ с помощью импульсного электростатического ускорителя Ван-де-Граафа. В области энергий нейтронов $\sim 10 - 100$ кэВ в эксперименте используется

непрерывный спектр нейтронов из "толстой" мишени, а энергия нейтронов измеряется методом времени пролета. В области энергий 100 кэВ - 1 Мэв эксперимент проводится на моноэнергетических нейтронах, а время-пролетная техника используется только для выделения эффекта захвата и деления на фоне рассеянных нейтронов и γ -лучей мишени ускорителя.

На рис. I показана схема экспериментальной установки. Нейтронный пучок, получаемый из мишени ускорителя, формируется с помощью коллиматора и проходит через центральный канал детектора, в которой помещен образец делящегося изотопа. Пролетная база от мишени до образца равна 1,125 м. Параметры пучка протонов на мишени ускорителя следующие: длительность импульсов 20 нсек, величина в импульсе ~ 1 ма, частота следования 300 кГц.

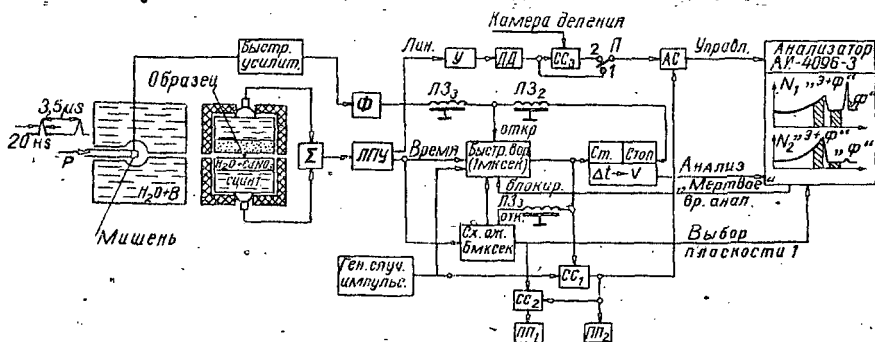


Рис. I. Блок-схема измерения временных спектров:
 Ф - формирователь; У - усилитель, ДД - дифференциальный дискриминатор; СС - схема совпадений; АС - схема антисовпадений; Σ - суммирующее устройство; ЛПУ - линейное пропускающее устройство; Ш - пересчетный прибор.

Детектор представляет собой сцинтилляционный бак объемом 400 л, в центральной части которого имеется цилиндрическая полость, заполненная водным раствором азотнокислого кадмия. Такая конструкция детектора позволила получить высокую концентрацию ядер кадмия ($N : Cd = 100 : 1$) и тем самым уменьшить "время жизни" нейтронов в детекторе. На основании измерения распределения "времени жизни" нейтронов деления в детекторе, проведенного с помощью быстродействующей камеры деления с Cf^{252} [4], длительность интервала ожидания выбрана равной 6 мксек. В этом

интервале находится $\sim 80\%$ импульсов, связанных с регистрацией нейтронов деления.

В качестве сцинтиллятора использован раствор 4 г/л р-терфенила и 0,5 г/л POFOP в толуоле. Для исключения регистрации попавших в сцинтиллятор нейтронов, имеющих большое "время жизни", в состав сцинтиллятора введено 1,5 л триметилбората, обогащенного изотопом B^{10} . Внутренняя поверхность детектора покрыта отражателем из стекломали, изготовленной на основе двуокиси титана.

Чувствительный объем детектора просматривается 8 фотоумножителями ФЭУ-49, которые находятся в непосредственном оптическом контакте со сцинтиллятором. Для питания ФЭУ использовано высоковольтное напряжение положительной полярности (+2100 в). Выходные сигналы всех фотоумножителей линейно суммируются. Усиление в канале ФЭУ выравнено регулировкой коэффициента передачи, а разброс времени пролета электронов ФЭУ скомпенсирован выбором соответствующей длины соединительных кабелей. Временное разрешение детектора, измеренное на совпадении с быстродействующей камерой деления, оказалось равным 11 нсек при динамическом диапазоне амплитуд импульсов 5.

Большая нагрузка импульсами малой амплитуды, обусловленная космическим фоном и сильной естественной радиоактивностью образца, привела к необходимости использования быстродействующего линейного пропускающего устройства. ЛПУ линейно пропускает импульсы тока детектора, лежащие выше порога 0,5 - 1 Мэв, которые затем интегрируются, что позволило исключить многократные наложения и связанное с ними искажение амплитудных спектров.

Электронная аппаратура, используемая в эксперименте, содержит время-пролетную систему (временной канал), линейный канал и логическую систему, позволяющую идентифицировать события захвата и деления.

Блок-схема электронной аппаратуры опыта по измерению временных спектров событий N_1 и N_2 показана на рис.1. С помощью конвертора $\Delta t \rightarrow V$ производится линейное преобразование интервала времени между импульсами "время" детектора, определяющим момент регистрации импульсов в детекторе, и задержанными опорными импульсами с мишени ускорителя, отмечающими моменты рождения

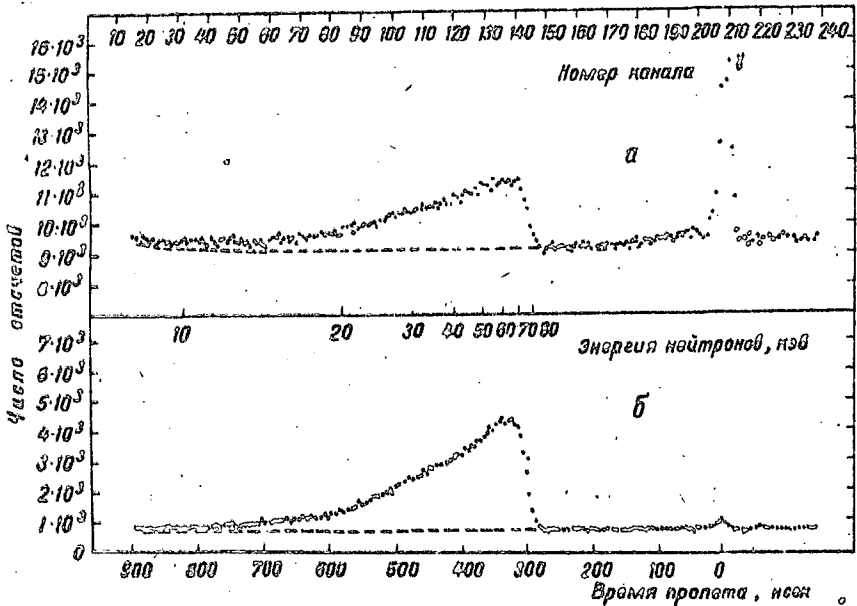


Рис. 2. Аппаратурные время-пролетные спектры для образца Pu^{239} :
 а - события N_1 (захват); б - события N_2 (деление).

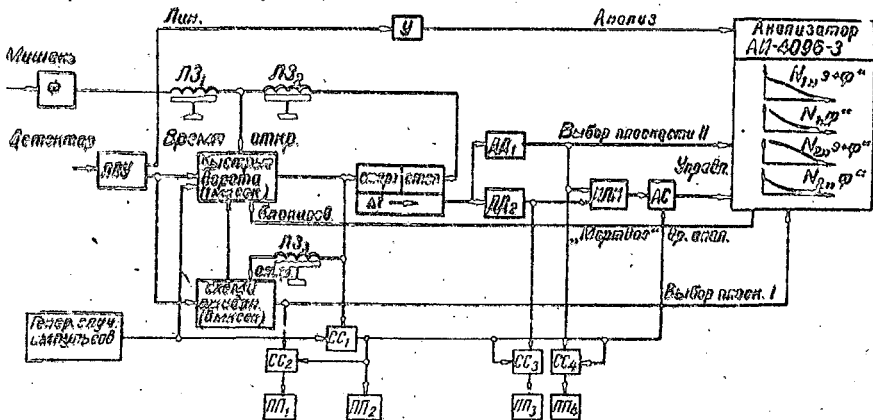


Рис. 3. Блок-схема измерения амплитудных спектров.

нейтронных всплесков, в амплитуду импульсов, которые анализируются многоканальным анализатором АИ-4096-3. Идентификация событий N_1 и N_2 происходит с помощью схемы обдвояния, открывающей допущенным к временному анализу импульсом на время, равное 6 мксек. Если в течение этого интервала времени на вход схемы поступит хотя бы один импульс детектора, то вырабатывается команда (группы плоскости I^а) переключения плоскости (группы 256 каналов) анализатора, в которую информация записывается.

Линейный канал используется для выделения интервала амплитуд импульсов детектора, в котором разрешается временной анализ (2,5 - 13 Мэв).

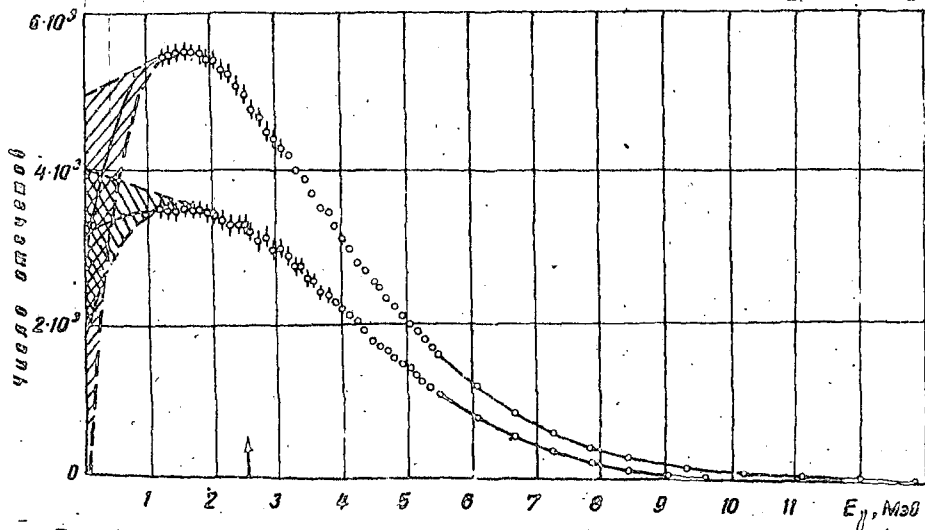


Рис. 4. Амплитудные спектры импульсов детектора, соответствующие регистрации событий захвата и деления для образца Pu^{239} . Стрелкой обозначен порог, при котором производилось измерение временных спектров.

С помощью генератора случайных импульсов ГСИ в процессе эксперимента производится измерение вероятности P . В момент действия сигнала от ГСИ анализатор блокируется.

На рис. 2 показаны типичные время-пролетные спектры событий N_1 и N_2 , полученные с образцом Pu^{239} на непрерывном спектре нейтронов.

В опыте с камерой деления (измерение вероятности C) переключатель Π устанавливается в положение "2" и тогда анализируются только те события, которые совпадают с импульсом от камеры.

Для получения амплитудных спектров событий захвата и деления необходимо измерение амплитудных спектров импульсов детектора в двух временных интервалах "эффект + фон" и "фон" как для событий N_1 , так для событий N_2 . На рис.3 показана блок-схема электронной аппаратуры при измерении амплитудных спектров. Идентификация событий N_1 и N_2 производится аналогично тому, как это делалось при измерении временных спектров. С помощью двух дифференциальных дискриминаторов $ДД_1$ и $ДД_2$ во временном канале выделяется два временных интервала, в которых разрешается амплитудный анализ. Сигнал срабатывания $ДД_1$, кроме того, используется в качестве команды переключения плоскости памяти анализатора. Таким образом, измерение четырех амплитудных спектров происходит одновременно, но записываются они в разные группы памяти анализатора.

Генератор случайных импульсов при измерении амплитудных спектров, кроме определения вероятности P , используется также для измерения ширины окон $ДД_1$ и $ДД_2$.

На рис.4 показаны амплитудные спектры импульсов, соответствующие регистрации событий захвата и деления, полученные с образцом Pu^{239} . Заштрихованная область представляет оцениваемую неопределенность в экстраполяции спектров к нулевому порогу.

Описанный выше метод использован для измерения величины α в области энергий нейтронов 10 кэв - 1 Мэв для U^{235} и Pu^{239} .

Л и т е р а т у р а

1. Н о р к и н с J.C., D i v e n B.C. - Nucl.Sc. Eng., 1962, 12, 169.
2. W e s t o n L.W., D e S a u s s u r e G., G w i n R. - Nucl. Sc. Eng., 1964, 20, 80.
3. T o d d J.H., W e s t o n L.W., I n g l e R.W. - Nucl. Instr. and Meth., 1968, 58, 143.
4. К о н о н о в В.Н. и др. - ПТЭ, 1969, № 6, 51.

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА К СЕЧЕНИЮ
ДЕЛЕНИЯ $Pu-239$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1-3000 ЭВ

Г.В. Мурадян, Т.А. Мостовая, В.И. Мостовой,

Ю.Г. Щепкин

(Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова ИАЭ
СМ СССР)

Проведено прямое измерение отношения сечения захвата к сечению деления (α) для Pu^{239} в области энергии нейтронов 1-3000 эв. Случаи деления регистрируются ионизационной камерой. Слой исследуемого вещества располагается вдоль нейтронного пучка и служит одновременно образцом для измерения захвата. Захват нейтрона регистрируется кристаллами $NaY(Tl)$.

A method of direct measurement of the capture-to-fission (α) for Pu^{239} obtained in a neutron energy region of 1 - 3000 ev

The fission events are recorded by an ionization chamber. A layer of the substance to be studied is located along the neutron beam and, at the same line, serves as a sample for the capture measurements. Neutron capture is recorded by $NaY(Tl)$ crystals.

В данной работе проведены измерения α для Pu^{239} в области энергии нейтронов 1-3000 эв. Методика измерений существенно отличается от методик, применявшихся в других работах и по сравнению с ними имеет некоторые преимущества [1]. Основными особенностями методики являются низкий фон, отсутствие поправок на самоэкранировку и многократное взаимодействие, малое количество используемых образцов (миллиграммы).

С помощью описанной методики ранее нами измерено α U^{235} [1]. Измерения проводились на пролетном расстоянии 5,5 м линейного ускорителя электронов ИАЭ. Анализ результатов измерений показал, что непосредственное применение созданной установки для измерений α Pu^{239} в широкой области энергий невозможно. Это в основном связано с тем, что для обеспечения достаточной эффективности регистрации деления при низком фоне α -частиц для случая Pu^{239} , допустимые количества используемого вещества оказываются значи-

тельно меньше, чем для U^{235} . Это приводит к падению эффекта и ухудшению отношения эффекта к фону в "канале захвата", где скорость счета довольно низкая, а фон относительно большой.

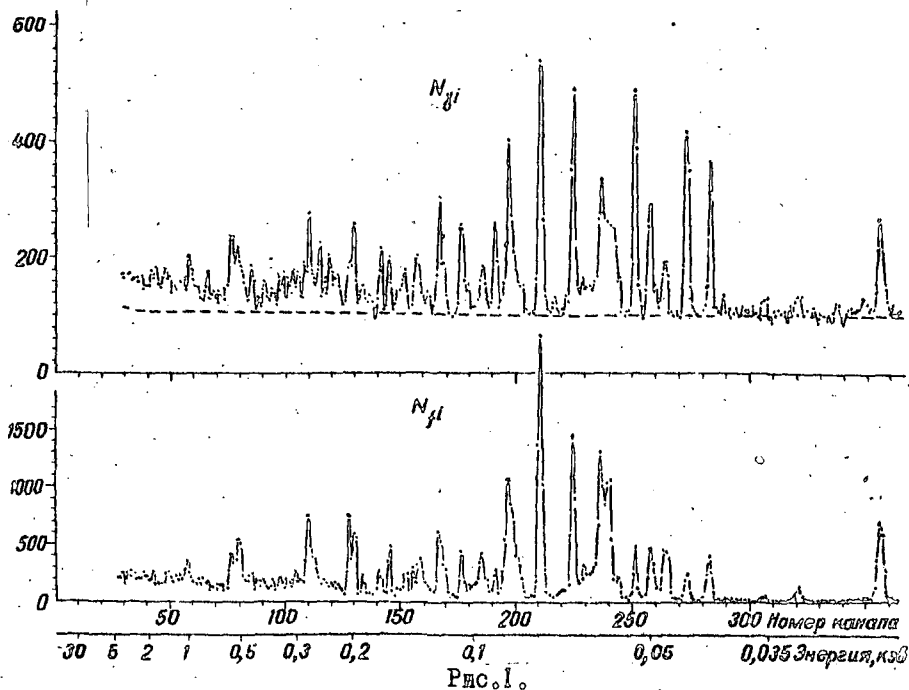
Следует также отметить, что первоначальный γ -импульс ускорителя в режимах совпадения и сложения импульсов от кристаллов $NaJ(Tl)$ при измерениях U^{235} регистрировался соответственно в $\sim 0,5$ и $\sim 20\%$ случаев запуска ускорителя. Поэтому при малых временах пролета нейтронов ($E > 7$ кэв) эффективность регистрации захвата может зависеть от мощности ускорителя, что недопустимо.

Для преодоления указанных трудностей в эксперименте введены следующие изменения.

1. Эксперимент поставлен на нейтронном пучке, расположенном под углом 150° по отношению к направлению электронного пучка ускорителя (вместо 45° в измерениях U^{235}). Пролетное расстояние увеличено до 12,5 м. В результате вероятность регистрации первоначального γ -импульса ускорителя в режиме совпадения γ -импульсов от кристаллов уменьшалась на 3 порядка. Увеличение пролетного расстояния (при том же количестве исследуемого вещества и эффективности регистрации акта захвата) позволило отношение эффекта к нейтронному фону "в канале захвата" в 20 раз.

2. Более длинная пролетная база и меньшее количество исследуемого вещества приводят к потере эффекта в канале временного анализатора в 50 раз. Такая потеря уменьшила бы скорость счета в "канале захвата" от 2 отсчетов/час-канал до 0,04 отсчетов/час-канал, что явно не приемлемо как из соображений длительности цикла камераний, так и из соображений отношения эффекта к естественному фону кристаллов. В целях увеличения скорости счета создана более тонкая камера деления, которая позволяла приближать на 4 см каждый из кристаллов $NaJ(Tl)$ к слою Pu^{239} . В результате эффективность регистрации захвата возросла в 12 раз. Еще в 2 раза скорость счета поднята за счет более удачной системы коллимации нейтронного пучка и увеличения импульсной (и соответственно средней) мощности ускорителя. Поскольку высокая эффективность камеры необходима лишь для исключения регистрации деления в "канале захвата", а уменьшение α -фона

необходимо в измерениях деления, при регистрации деления Pu^{239} вместо одного тракта использовалось два. Для счета актов деления в "канале деления" использовался тракт с высоким уровнем дискриминации, а для подачи импульсов на электронную схему "защиты" - тракт с низким уровнем дискриминации. В первом тракте эффективность регистрации осколков при фоне α -частиц 20 отсчетов/мин составляла $\sim 70\%$. Во втором случае - 10^4 отсчетов/мин и 89% соответственно.



В результате указанных изменений удалось проводить измерения со слоем, содержащим 5 мг Pu^{239} . При этом отношение переменного фона к эффекту не превышало 8% .

Измерения захвата и деления проводились одновременно на двух 4096 канальных анализаторах с шириной канала $0,5$ мксек. Для более тонкой калибровки временной шкалы анализаторов проведены дополнительные измерения с шириной канала $0,25$ мксек. Полу-

ченние данные показаны на рис. 1 и 2. Для определения абсолютного значения α проведена калибровка. Поскольку в измерениях деления примесь захвата отсутствует, калибровка сводится к определению двух постоянных А и В в формуле

$$\langle \alpha \rangle = A \langle \mu \rangle - B, \quad \text{где} \quad \langle \mu \rangle = \frac{\sum_i (N_{gi} - kN_{\phi i}) F_i^{-1}}{\sum_i (N_{fi} - R_{\phi i}) F_i^{-1}}.$$

Величины F_i учитывают спектр нейтронов в пучке. В качестве из-

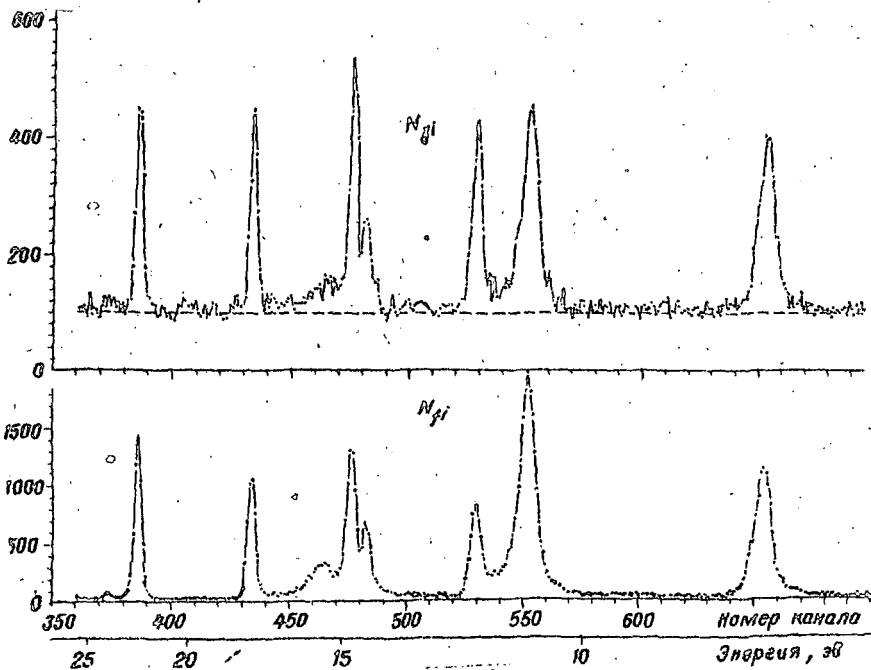


Рис. 2.

вестных значений α брались усредненные по многим работам величины $\langle \alpha \rangle$ для разрешенных резонансов [27]. В таблице приведены значения $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \mu \rangle$ для области $0,1 \leq E \leq 3$ кэВ. В первых двух колонках таблицы указаны энергетические интервалы, в которых вычислены $\langle \alpha \rangle$, в последней — ошибки $\Delta \langle \alpha \rangle$. При вычислениях ошибок принимались во внимание только статистические флуктуации измеряемых величин. Полученные значения α хорошо согласуются с $\langle \alpha \rangle$, усредненными по другим данным [2-9].

Как уже отмечалось, методика данной работы исключает эффект самоэкранировки и многократного взаимодействия нейтронов. Последнее непосредственно следует из того, что в измерениях используется образец весом 5мг. Что касается эффекта самоэкранировки, то он будет отсутствовать даже при неточной установке слоя по отношению пучка. Это связано с неровностью подложки слоя и угловым разбросом нейтронов в пучке. Для непосредственного доказательства

Интервал усреднения, эв		$\langle \mu \rangle$	$\langle d \rangle$	$\pm \Delta \langle d \rangle$
2000	3000	0,291	1,06	0,18
1000	2000	0,292	1,06	0,09
800	1000	0,261	0,87	0,13
600	800	0,320	1,25	0,16
500	600	0,266	0,93	0,12
400	500	0,221	0,64	0,12
300	400	0,330	1,31	0,17
200	300	0,280	1,01	0,09
100	200	0,271	0,94	0,08

отсутствия самоэкранировки проведена оценка эффективной толщины слоя по измерениям величины N_{fi} . Для этого экспериментальные значения площадей $A_{\text{эксп}}$ достаточно хорошо эволюционированных резонансов сопоставлялись с величинами $\sigma_0 \Gamma_f$, которые с точностью до постоянного множителя в случае $n \sigma_0 < 1$ (n - эффективное число атомов на 1 см^2 по направлению пучка) должен совпасть с $A_{\text{эксп}}$. Сопоставление $\sigma_0 \Gamma_f$, взятых из работы [А] с $A_{\text{эксп}}$, полученными в настоящей работе, показывает, что действительно $A_{\text{эксп}} = k \sigma_0 \Gamma_f$ ($k \neq n$, так как абсолютных измерений мы не проводили).

Л и т е р а т у р а

1. М у р а д я н Г.В. и др. II Междунар. конф. по ядер. данным. Хельсинки, 1970.
2. S c h o m b e r g M.G. et al. II Междунар. конф. по ядер. данным. Хельсинки, 1970.
3. M i c h a u d o n A. Second Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Washington, 1958. Proceed, I, p. 427.
4. D e g r i e n H. et al. - Nuclear Data for Reactors, VII, IAEA, Vienna, 1967, 195.
5. G w i n R. et al. - 1970, Nucl. Sci. and Eng., 40, 306.
6. P a t r i c k В.Н., J a m e s G.D. - Phys. Lett., 1968, 28B, 258.
7. J a m e s G.D., P a t r i c k В.Н. - Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1969, 391.
8. Р я б о в Ю.В. и др. II Междунар. конф. по ядер. данным. Хельсинки, 1970.
9. Б е л я е в Ф.Н. и др. II Междунар. конф. по ядер. данным. Хельсинки, 1970.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА К СЕЧЕНИЮ

ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ $U-235$

П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтыпин, Ю.Д.Молчанов,

Г.Б.Яяков

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

Измерено прямым методом отношение сечения захвата к сечению деления для ^{235}U в области энергий нейтронов 5 - 50 кэВ и при 130 кэВ.

Работа проводилась на импульсном электростатическом ускорителе. Энергия нейтронов определялась по времени пролета. Гамма-лучи захвата, а также гамма-лучи и нейтроны деления регистрировались stilбеновыми детекторами.

The neutron capture-to-fission cross-section ratio for ^{235}U has been measured for incident neutron energy range from 5 keV to 50 keV and at 130 keV.

An experiment was performed on the pulsed electrostatic accelerator. A neutron energy was measured with time-of-flight technique. The gamma-rays and neutrons from fission events were detected by the stilbene scintillators. The data obtained are listed in table.

Разработка реакторов на быстрых нейтронах потребовала уточнения величины $\alpha = \sigma_{nc} / \sigma_{nf}$, причем наибольший интерес представляла зависимость α от энергии нейтронов в области от нескольких до 100 кэв. Нужно было использовать методику измерений, отличающуюся от применяемых ранее другими авторами [1-5], чтобы избежать вносимых ими систематических ошибок.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе, работавшем в импульсном режиме [7]. Образец с обогащением 90%, толщиной 0,0089 ат/барн облучался нейтронами $Li^7(\rho, n)$ -реакции. Энергия нейтронов определялась методом измерения времени пролета базы 37 см с временным разрешением 8 нсек.

Энергетическая зависимость коэффициента α определялась по относительному выходу гамма-лучей захвата и нейтронов деления. Быстрые нейтроны и гамма-лучи регистрировались тремя стелльбеновыми детекторами (размером 5х5 см). Для уменьшения фона образец и кристаллы помещались внутрь защиты, содержащей свинец, литий-6 и парафин. Сигналы, соответствующие нейтронам и гамма-лучам, отделялись друг от друга по форме импульса [8]. Пропускание гамма-импульсов в нейтронный канал не превышало 0,01% при загрузке 10^8 имп/сек.

В этих условиях для данного временного интервала число зарегистрированных гамма-лучей N_γ и нейтронов N_n даются выражениями:

$$N_\gamma = \epsilon_{\gamma c} n_c + \epsilon_{\gamma f} n_f; \quad N_n = \epsilon_n n_f,$$

где n_c и n_f - число актов захвата и деления; $\epsilon_{\gamma c}$ - эффективность регистрации акта захвата; $\epsilon_{\gamma f}, \epsilon_n$ - эффективность регистрации акта деления по γ -лучам и по нейтронам соответственно.

Тогда

$$\alpha = \frac{n_c}{n_f} = \left(\frac{N_\gamma}{N_n} - \frac{\epsilon_{\gamma f}}{\epsilon_n} \right) / \frac{\epsilon_{\gamma c}}{\epsilon_n}$$

определяется, если известны величины $\frac{\epsilon_{\gamma c}}{\epsilon_n}$ и $\frac{\epsilon_{\gamma f}}{\epsilon_n}$. Для измерения $\frac{\epsilon_{\gamma f}}{\epsilon_n}$ использовались совпадения между осколками деления и гамма-лучами деления и между осколками и нейтронами деления. Для этого образец урана на протяжении всего опыта находился между двумя тонкими урановыми слоями ($2 \cdot 10^{-6}$ ат/барн) внутри газовой спинтellaционной камеры, регистрирующей осколки деления. Вели-

Интервал, усреднения, кэВ	Метод совпадений		Метод суммирования	
5,0 - 6,0	0,38	0,11	-	-
6,0 - 7,0	0,44	0,10	-	-
7,0 - 8,0	0,46	0,09	-	-
8,0 - 9,0	0,42	0,07	0,38	0,05
9,0 - 10,0	0,40	0,07	0,35	0,05
10,0 - 11,0	0,38	0,06	0,35	0,04
11,0 - 12,0	0,44	0,05	0,45	0,04
12,0 - 13,3	0,38	0,05	0,38	0,03
13,3 - 14,8	0,35	0,04	0,36	0,02
14,8 - 16,7	0,40	0,03	0,37	0,02
16,7 - 18,8	0,39	0,03	0,38	0,02
18,8 - 21,5	0,36	0,03	0,38	0,01
21,5 - 24,7	0,37	0,03	0,38	0,01
24,7 - 28,7	0,34	0,02	0,37	0,01
28,7 - 33,8	0,375	0,02	0,375	0,01
33,8 - 40,3	0,37	0,02	0,38	0,01
40,3 - 49,0	0,38	0,02	0,38	0,01
130 ± 10	0,28	0,06	0,31	0,02

чина $\frac{\epsilon_{sc}}{\epsilon_{sc}}$ получена нормировкой с использованием значения $\alpha = 0,375 \pm 0,032 \sqrt{6}$ для интервала энергий нейтронов 29-34 кэВ.

Импульсы, соответствующие нейтронам деления в интервале энергий 0,5 - 8 МэВ, записывались в одной группе каналов анализатора АИ-4096, импульсы от гамма-лучей в интервале 0,5 - 3 МэВ в другой группе. Гамма-лучи детектировались двумя путями: либо регистрацией одиночных гамма-квантов (режим суммирования сигналов от отдельных счетчиков), либо регистрацией совпадений сигналов в любых двух из трех счетчиков.

Фон измерялся по уровню счета в каналах, находящихся вне используемого нейтронного спектра, а также проверялся путем замены в камере уранового образца свинцовым. При измерениях фон был стабильным и равнялся в нейтронной группе 60, 20 и 2% при энергиях нейтронов соответственно 5, 10 и 40 кэВ. Фон гамма-лучей при регистрации совпадений составлял 75, 40 и 5% при тех же значениях энергии нейтронов. При регистрации в режиме суммирования фон составлял 20% при 40 кэВ и возрастал с уменьшением энергии нейтронов, достигая при 8 кэВ уровня 80%. Поэтому при использовании метода суммирования значения α определялись только при энергиях нейтронов до 8 кэВ.

В таблице приведены полученные значения λ со своими ошибками, которые включают как статистические, так и систематические погрешности за исключением неточности использованной величины λ при 30 кэв. Величины λ при энергиях 5-50 кэв получены на непрерывном нейтронном спектре; в измерениях при 130 кэв использовались моноэнергетические нейтроны.

Измеренные значения λ поправлены на эффект поглощения гамма-лучей образцом ($< 3\%$), на содержание ^{238}U в образце ($< 1\%$). В опыте предполагалось, что эффективность регистрации гамма-лучей не зависит от энергии падающих нейтронов. Это согласуется с тем, что данные, полученные в режиме суммирования, совпадают с данными режима совпадений.

Результаты измерений, полученные в настоящей работе в интервале 10 - 50 кэв и при 130 кэв согласуются с данными работ [1, 3, 6, 10]. В области энергий ниже 10 кэв данные настоящей работы превышают на 15-25% данные работ [10, 11].

Л и т е р а т у р а

1. Hopkins J.S., Diven B.C. - Nucl. Sci. Eng., 1962, 12, 169.
2. Uttley C.A. AERE-M-1272, 1963.
3. Weston L.M. et al. - Nucl. Sci. Eng., 1964, 20, 80.
4. Ван-Ши-Ди и др. Proc. Simp. Phys and Chem of Fiss, I, 165, 1965.
5. De Saussure G. et al. - ORNL-TM, 1964, 1804.
6. Lottin A. et al. Conf. on Nucl. Data for React., 2, IAEA, 1967, 233.
7. Воронников П.Е. и др. - В кн.: Приклад. ядерная спектроскопия. Атомиздат, 1970.
8. Бровченко В.Г., Молчанов Ю.Д. Программа и тезисы докл. XX ежегодного совещ. по ядер. спектроскопии и структуре ядра. Часть II, Л., 1970.
9. Мурадян Г.В. и др. Conf. on Nucl. Data for React., 1, IAEA, 1970, 357.
10. Куров М.А. и др. Conf. on Nucl. Data for React., 1, IAEA, 1970, 345.
11. Czifrig J.B., Lindsey I.S. Conf. on Nucl. Data for React., 1, IAEA, 1970, 331.

ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ АЛЬФА ДЛЯ U-235 И Pu-239 НА ПУЧКЕ
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 КЭВ

В.Г. Двухшерстнов, Ю.А. Казанский, В.М. Фурманов

(Физико-энергетический институт ГН АЭ СМ СССР)

На пучке нейтронов с энергией $2 \pm 0,35$ кэв измерены величины альфа, которые оказались $0,49 \pm 0,04$ для U²³⁵ и $1,35 \pm 0,09$ для Pu²³⁹.

Alpha values have been measured using the neutron beam with energy of $2 \pm 0,35$ kev. They are $0,49 \pm 0,04$ for U-235 and $1,35 \pm 0,09$ for Pu²³⁹.

Метод измерения. Если предположить, что форма спектров гамма-лучей радиационного захвата, мгновенных и запаздывающих гамма-лучей деления и нейтронов деления не зависит от энергии нейтрона, поглощенного ядром, то величину альфа для образца делящегося изотопа, помещенного в пучке нейтронов, и детектора с отдельными каналами для регистрации нейтронов и гамма-лучей, можно записать в виде

$$\langle \alpha \rangle = \frac{x - \langle \alpha \rangle^{th} \left(\frac{\delta_Y}{\delta_n} - 1 \right) \left\{ \frac{N_{sf}^{th}}{N_{nf}^{th}} \left[\frac{N_{Yd}^{th}}{N_n^{th}} - \left(\frac{N_{Yd}}{N_n} \right)^{th} - \frac{N_{sf}^{th}}{N_{nf}^{th}} \right]^{-1} \right\}}{\delta_Y / \delta_n \delta_p}$$

где

$$x = \langle \alpha \rangle^{th} \frac{\frac{N_Y}{N_n} \cdot \langle \alpha \rangle - \frac{N_{Yd}}{N_n} - \frac{N_{Yf}^{th}}{N_{nf}^{th}}}{\frac{N_{Yf}^{th}}{N_{nf}^{th}} - \left(\frac{N_{Yd}}{N_n} \right)^{th} - \frac{N_{Yf}^{th}}{N_{nf}^{th}}}$$

$\frac{N_Y}{N_n}, \frac{N_{Yf}^{th}}{N_{nf}^{th}}$ — отношения количества отсчетов в каналах гамма-лучей и нейтронов для данного и теплового спектра нейтронов;

$\frac{N_{Yf}^{th}}{N_{nf}^{th}}$ — отношения количества отсчетов в каналах гамма-лучей и нейтронов в совпадении с артами деления;

$\frac{N_{Yd}}{N_n}, \left(\frac{N_{Yd}}{N_n} \right)^{th}$ — отношения количества отсчетов в канале гамма-лучей, обусловленных запаздывающим излучением осколков деления, к числу отсчетов в канале нейтронов;

$\delta_{\gamma}, \delta_n$ - расчетные коэффициенты, учитывающие поглощение и рассеяние гамма-лучей и нейтронов в образце;

δ_p - расчетный коэффициент, учитывающий размножение нейтронов в образце.

Экспериментальное устройство. Измерения отношений, входящих в соотношения (1), проведены на пучке нейтронов реактора Обнинской АЭС. Пучок нейтронов формировался двумя железо-водными коллиматорами с отверстиями 30 и 20 мм. Образцы и их макеты помещались на пучок под углом 45° к его оси на расстоянии ~ 17 см от кристалла детектора. Детектором нейтронов и гамма-лучей служил сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стльбена диаметром 30 и высотой 20 мм и фотоумножителем ФЭУ-13. Разделение импульсов от нейтронов и гамма-лучей осуществлялось дискриминатором по форме импульса [17].

Калибровочные измерения. Отношения $N_{\gamma f}^{th} / N_{nf}^{th}$ измерялись на тепловом спектре нейтронов, используя технику быстро-медленных совпадений импульсов спектрометра и плоской делительной камеры в токовом импульсном режиме. Разрешающее время быстрой схемы совпадений - 50×10^{-9} сек; фон случайных совпадений составлял не более 5% от числа истинных совпадений. Отношения $N_{\gamma}^{th} / N_n^{th}$ измерялись на подкадмиевых нейтронах (толщина фильтра кадмия $\sim 0,18$ г/см²), используя тонкие слои делящихся препаратов ^{235}U и ^{239}Pu массой около 10 мг и толщиной $\sim 0,8$ мг/см². Фон от альфа-минеральной подложки в худшем случае составлял $\sim 16\%$ по гамма-лучам и $\sim 8\%$ по нейтронам.

Отношения $N_{\gamma d} / N_n$ и $(N_{\gamma d} / N_n)^{th}$ измерялись на пропущенном через борный фильтр и тепловом спектрах нейтронов для образцов и тонких слоев, используя механический прерыватель пучка. Связь измеренных отношений с искомыми записывается в виде

$$\frac{N_{\gamma d}}{N_n} = 2 \frac{N_{\gamma d}'}{N_n'} (1 + \Delta),$$

где Δ - поправка, зависящая главным образом от длительности импульса прерывателя, вида функции высвечивания запаздывающего гамма-излучения, а также от разрешающего времени схемы совпадений, с которой измеряются отношения $N_{\gamma f}^{th} / N_{nf}^{th}$.

Результаты калибровочных измерений нормировались на величину альфа в тепловой области, вычисленную по оцененным сечениям радиационного захвата и деления [27] для спектра подкадмиевых нейт-

ронов, на котором измерялись отношения $N_{\gamma}^{235} / N_{n}^{235}$. Расчетные значения альфа в тепловой области с учетом неопределенностей в сечениях и спектре нейтронов оказались равными $0,187 \pm 0,008$ для U^{235} и $0,574 \pm 0,027$ для Pu^{239} . Используя результаты калибровочных измерений найдено, что наиболее выгодной областью энергий гамма-лучей, где отношения эффективностей регистрации гамма-лучей радиационного захвата и деления наиболее высоки и оказываются равными $\sim 2,0$ для U^{235} и $\sim 1,6$ для Pu^{239} , является интервал $(1,7 + 2,5)$ Мэв.

Измерения на "скандиевом" пучке нейтронов. Нейтронный пучок с энергией 2 кэв получен пропусканием выходящего из защиты реактора спектра нейтронов через фильтры скандия и титана толщинами 219 и 6,7 г/см², соответственно. Фоновые измерения проводились на пучке, перекрытом дополнительным фильтром марганца толщиной 4,5 г/см².

Суммарная доля различных фонов, отнесенная к эффекту на нейтронах с энергией 2 кэв оказалась для образца U^{235} массой ~ 8 г (эффективная толщина $\sim 1,6$ г/см²) по гамма-лучам ~ 100 и 30% по нейтронам; и для образца Pu^{239} массой ~ 10 г (эффективная толщина $\sim 2,0$ г/см²) по гамма-лучам ~ 70 и 45% по нейтронам. Исследования спектра нейтронов "эффекта" при помощи водородных и метанового пропорциональных счетчиков протонов отдачи показали, что интенсивность нейтронов с энергией выше 2 кэв составляет $\sim 18\%$ от интенсивности линии с энергией 2 кэв.

Величины альфа, полученные для нейтронов с энергией $2 \pm 0,35$ кэв, оказались равными $0,49 \pm 0,04$ для U^{235} и $1,35 \pm 0,09$ для Pu^{239} . Приведенная средне-квадратичная ошибка включает в себя как статистическую ошибку измерений, так и неопределенность в величинах альфа в тепловой области и поправки на немонахроматичность нейтронного пучка. При получении величин альфа учитывались эффекты, обусловленные содержанием примесных изотопов, а также эффекты рассеяния и поглощения гамма-лучей и нейтронов и размножения нейтронов в образце. Поправки на указанные эффекты оказались малыми. Результаты настоящей работы согласуются в пределах ошибок с данными работы [37], где величина альфа получена из измерений на "скандиевом" пучке нейтронов методом марганцевой ванны.

Л и т е р а т у р а

1. Brooks F.D. - Nucl. Instr. Meth., 1959, 4, 151.
2. Parkers evaluated data from the 1968 UK, Nuclear Data Library, DFN-66, DFN-65.
3. Smith J.R., Reeder S.D. Trans. Amer. Nucl. Soc., 13, 1970, 300.

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ $U-238$ В ДИАПАЗОНЕ
ЭНЕРГИЙ 0,024 - 1,1 МЭВ

Ю.Г.Паниткин, Ю.Я.Стависский, В.А.Толстикова
(Физико-энергетический институт ГК АЭ СМ СССР)

В работе приведены результаты измерений хода сечения радиационного захвата U^{238} в диапазоне энергий нейтронов 0,024-1,1 Мэв, выполненных активационным методом. Для детектирования наведенной активности использовался *GeLi* спектрометр. Результаты работы сравниваются с результатами других работ.

Measurements were made of the cross-section of the radiative capture by U^{238} of energy range 0,024 - 1,1 Mev. The gamma radiation was detected by a *GeLi* semiconductor detector. The results are compared with results of other workers.

Сечение радиационного захвата нейтронов U^{238} имеет большое значение для расчета реакторов. Несмотря на это сечение данной реакции еще недостаточно хорошо известно. Рассмотрение работ, выполненных до настоящего времени, обнаруживает значительные расхождения как в абсолютных значениях сечений радиационного захвата нейтронов, так и в ходе сечения в зависимости от энергий нейтронов.

В работе измерен ход сечения радиационного захвата нейтронов U^{238} в диапазоне энергий 0,024 - 1,1 Мэв. Использован активационный метод; монитором нейтронного потока была камера деления с U^{235} . Регистрация наведенной активности производилась *GeLi* детектором по γ -линии с энергией 74 кэв, возникающей при распаде U^{239} в Np^{239} .

Использование *GeLi* детектора позволяет благодаря высокому энергетическому разрешению существенно уменьшить влияние мешающих измерением активностей на точность и достоверность измерений. Поскольку регистрация наведенной активности ведется в узком диапазоне энергий с высоким разрешением, мешающую активность легко определить и учесть. Отношение эффекта к фону порядка 10. Разрешение спектрометра в области энергий γ -лучей 80 кэв \approx 2 кэв. Для уменьшения неопределенности, связанной с фоном рассеянных нейтронов, измерялось рассеяние нейтронов на конструкции мишени в вращающейся камере ускорителя.

Камера деления со слоем U^{235} и образец U^{238} расселены кванти образом, что поток нейтронов, проходящий через эту точку, однороден.

Облучение образцов с U^{238} производилось на электростатическом ускорителе с максимальной энергией протонов 2,5 Мэв. Источником нейтронов являлись реакции $Li^7(p, n) He^7$ и $T(p, n) He^3$. В диапазоне энергий нейтронов 0,024 - 0,145 Мэв активация проводилась под углом 105° по отношению к направлению падающей пучка протонов. Измерения в диапазоне энергий нейтронов 0,15 - 1,1 Мэв производились под углом 0° .

Измерения рассеяния нейтронов от конструкции мишени производилась при помощи идентичного торца мишени, заполненного водой и помещенного на торец рабочей мишени. Поток рассеянных на торце мишени нейтронов, в таком случае, определяется разностью двух экспериментально измеряемых величин: активацией образца и счетом камеры деления на рабочей мишени и активацией образца и счетом камеры деления при рабочей мишени с добавкой.

Доля рассеянных нейтронов выражается формулой

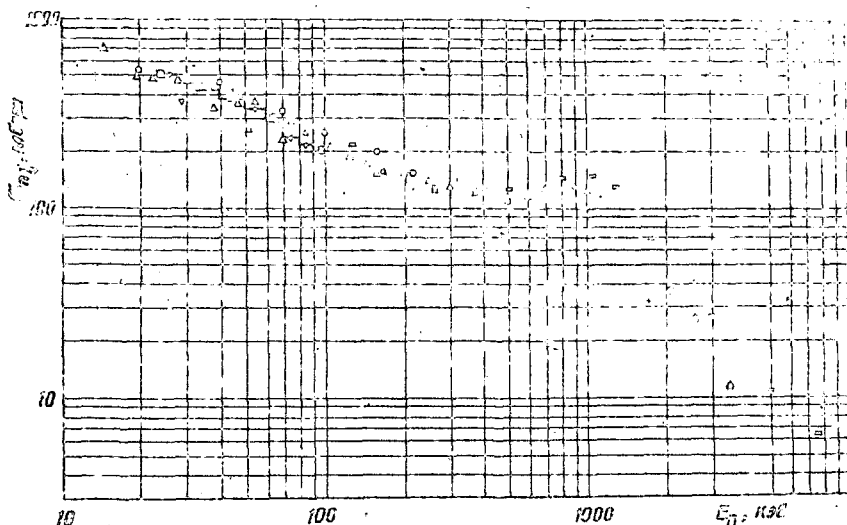
$$\frac{I_{D_1}}{I_D} = \left(\frac{I_A}{I_0} - \tau \right) e^{a\lambda\sigma} \quad \text{при} \quad I_D = I + I_{P_1}; \quad I_A = I_0 + I_{P_2}$$

где I_D - счет камеры деления и активация образца при рабочей мишени; I - счет камеры деления и активация образца от "прямых" нейтронов мишени; I_{P_1} - счет камеры деления и активация образца от нейтронов рассеянных на конструкции мишени; I_A - счет камеры деления и активация образца при рабочей мишени с "добавкой"; I_{P_2} - счет камеры деления и активация образца от рассеивания на "добавке"; a - константа, зависящая от геометрии облучения; σ - макроскопическое сечение поглощения нейтронов материалами конструкции мишени на пути рассеянного нейтрона от места рождения точки облучения.

Учет этого фактора в диапазоне энергий 0,024 - 0,145 Мэв приводит к изменению в относительном ходе сечения радиационного захвата на 2%.

В диапазоне энергий нейтронов 0,145-1,1 Мэв отношение сечения деления U^{235} и сечения радиационного захвата U^{238} приблизительно постоянно, следовательно вклад рассеянных нейтронов не

должен быть существенным. Поэтому измерение фона нейтронов, рассеянных на торце мишени, производилось в некоторой степени и как и ожидалось, вклад его в сечение радиационного захвата не более 1%.



Сечение радиационного захвата нейтронов ^{238}U :

△ - данная работа; ○ - [1]; □ - [3]; —○— [4];
 ◊ - [5]; ▽ - [6]; ◇ - Cavendish results from Hughes and Schwartz, 1958; Δ - [7].

Фон нейтронов, рассеянных в мишениной камере ускорителя, измерялся как отклонение от закона обратных квадратов ($1/r^2$) при размещении камеры и образца на различных расстояниях от мишени. Этот фон не более 0,1% от измеряемого эффекта.

Во время облучения образца ^{238}U производился контроль флуктуаций нейтронного потока. Влияние этих флуктуаций можно учесть по формуле

$$N_{\text{акт.ист}} = N_{\text{акт.изв}} K,$$

где $N_{\text{акт.ист}}$ - активация, приведенная к постоянному потоку;

E_n	N^8/N^5	σ^5	σ_8
24 + 8	1,66 + 0,03	2,45	516 + 10
35 ± 8	1,58 ± 0,04	2,19	439 ± 12
45 ± 8,5	1,51 ± 0,02	2,00	382 ± 5
55 + 9	1,53 ± 0,03	1,90	366 + 8
65 ± 10	1,34 ± 0,01	1,82	310 ± 4
75 ± 10,5	1,28 ± 0,01	1,76	284 ± 2
85 + 11	1,15 + 0,02	1,70	248 ± 4
105 ± 11,5	1,03 ± 0,01	1,62	211 ± 2
125 ± 12,5	0,95 ± 0,01	1,56	186 ± 2
145 + 13,5	0,89 + 0,01	1,51	170 ± 3
200 ± 18	0,83 ± 0,01	1,42	150 ± 3
250 ± 19	0,80 ± 0,01	1,35	136 ± 3
300 + 19	0,76 ± 0,01	1,30	126 ± 3
400 ± 19,5	0,75 ± 0,01	1,23	117 ± 3
500 ± 22	0,76 ± 0,01	1,16	112 ± 3
600 + 34	0,77 + 0,01	1,14	112 ± 2
700 ± 35	0,82 ± 0,01	1,14	117 ± 2
800 ± 36	0,81 ± 0,01	1,16	119 ± 2
900 + 36	0,80 ± 0,01	1,18	119 ± 2
1000 ± 39	0,74 ± 0,01	1,21	112 ± 3
1100 ± 41	0,70 ± 0,01	1,23	109 ± 3

N акт.изм - измеренная активация при реальном потоке:

$$K = \frac{\phi \sum_i e^{-i\lambda \Delta t}}{\sum_i \phi_i e^{-i\lambda \Delta t}}$$

Здесь $\phi = \frac{\sum_i \phi_i}{n}$, ϕ_i - величина, пропорциональная потоку нейтронов за интервал времени; i - номер временного канала; Δt - цена временного канала; n - число временных каналов. Поправка, обусловленная этим эффектом, не превышала 0,5%. Сечение радиационного захвата выведено обычным образом:

$$\sigma^8 = \frac{N_{обр}^8}{N_{кам}^5} \sigma^5,$$

где $N_{обр}^8$ - счет детектора наведенной активности; $N_{кам}^5$ - счет камеры деления; σ^5 - сечение деления U^{235} .

Результаты измерений приведены в таблице и на рисунке. Ошибка в полученном сечении радиационного захвата нейтронов U^{238} является среднеквадратичной ошибкой эксперимента и не учитывает ошибки в сечении деления U^{235} и опорном сечении U^{238} .

В качестве опорного сечения привязки использовалось сечение радиационного захвата нейтронов U^{238} при энергии 24,4 кэв, равное 516 мбарн, взятое из работы [1]. Сечение деления U^{235} взято из работы [2]. На этом же рисунке приведены данные работ других авторов [3 - 7]. Из рассмотрения рисунка следует, что ход сечения радиационного захвата нейтронов U^{238} лучше совпадает с ходом сечения, измеренного в работе [1]. От результатов работ других авторов существуют отличия.

Л и т е р а т у р а

1. Менлоуе Н.О., Рёнйтс В.Р. - Nucl. Sci. Eng. 1968, 33, 24.
2. Нарт В. Evaluated Fission Cross Sections in the Energy Range 1kev to 15Mev. Paper UKIO UK-USSR Seminar, June, 1968.
3. Ваггу J.F. et al. - J.Nucl. Energy, 1964, 18, 481.
4. Мохон М.С. Report AERE-R6074, 1969.
5. Вилраш Е.Г., Уэстон Л.М., Ньюсон Н.В. - Ann. Phys., 1960, 10, 455.
6. Нагна Р.С., Розе В. - J.Nucl. Energy, 1959, 8, 197.
7. Толстиков В.А. et al. - J.Nucl. Energy, 1964, 18, 599.

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И НЕКОТОРЫХ $n, 2n$ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА СПЕКТРЕ НЕЙТРОНОВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА БР = 5 (УС).

В.И.Иванов, И.П.Маркелов, В.А.Толстиков
(Физико-энергетический институт ИК АЭ СМ СССР)

Измерено сечение радиационного захвата U^{238} на спектре нейтронов вблизи центра активной зоны реактора БР-5(УС). Получены отношения сечений радиационного захвата Th^{232} , Np^{237} , Am^{241} , Am^{243} к сечению радиационного захвата U^{238} и отношения $\frac{\sigma_{n,2n}}{\sigma_{n,\gamma}}$ для Th^{232} и Np^{237} . Результаты измерений сравниваются с расчетами.

Radiative U^{238} capture cross-section for neutron spectrum near the centre of BR-5(UC) reactor core was measured. The ratios of radiative Th^{232} , Np^{237} , Am^{241} , Am^{243} capture cross-section to the radiative U^{238} capture cross-section were obtained as well as $\sigma_{n,2n} / \sigma_{n,\gamma}$ ratios for Th^{232} and Np^{237} . The experimental results are compared with the calculations.

Для расчета быстрых реакторов и оценки коэффициента воспроизводства горючего важно знать плотности процессов радиационного захвата как в исходных материалах (U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , теплоноситель и конструкционные материалы), загружаемых в реактор, так и в тех, которые образуются в процессе работы реактора (осколки, трансураниевые изотопы). Поскольку измерения сечений радиационного захвата таких ядер, как Am^{241} и Am^{243} затруднительны на монохроматических нейтронах, представляют интерес измерения этих сечений на спектре быстрого реактора.

Вместо одного из рабочих пакетов в активной зоне реактора на расстоянии 4,6 см от его вертикальной оси установлен экспериментальный пакет. Внутри пакета помещены образцы исследуемых изотопов в виде спектрометрических слоев. Облучение пакета проводилось в течение суток и интегральный поток нейтронов для образцов, облучавшихся вблизи центральной плоскости реактора составлял $(5,48 \pm 0,63) 10^{19}$ н/см². Интегральный поток нейтронов определялся по тепловой мощности реактора, выделяемой во время эксперимента, и, исходя из максимального потока нейтронов, определенного во время физического пуска реактора [1] с учетом последующих изменений в усредненном по спектру реактора сечении деления U^{235} , принятого в качестве опорного сечения.

После облучения экспериментальный пакет был разрезан в "горячей" камере и облученные образцы измерены на полупроводниковом спектрометре.

Сечение радиационного захвата нейтронов для U^{238} рассчитывалось по формуле

$$\sigma_{n,\gamma}^{238} = \frac{T_{\alpha}^g}{T_{\alpha}^g} \cdot \frac{1}{\Phi t} \cdot \frac{A_{\alpha}^g}{A_{\alpha}^g}, \quad (1)$$

где T_{α}^g , T_{α}^g - периоды α -полураспада соответственно U^{238} и Pu^{239} ; Φt - интегральный поток нейтронов; $\frac{A_{\alpha}^g}{A_{\alpha}^g}$ - экспериментально определенное отношение α -активностей Pu^{239} и U^{238} .

При расчетах периоды T_{α} взяты из работы [2]. Для образца, расположенного вблизи центральной плоскости реактора, получили $\sigma_{n,\gamma}^{238} = 162 \pm 19$ мбарн. Ошибка сечения в основном определяется ошибкой в интегральном потоке нейтронов, составляющей 11,5%. Экспериментальное $\sigma_{n,\gamma}^{238}$ на 15% выше расчетного $\sigma_{n,\gamma}^{238} = 137$ мбарн, полученного в работе [1], хотя в пределах ошибок измерения и расчета эти перекрываются. Новые расчеты, проведенные нами с

учетом изменений в групповых константах ν^{238} , ν^{235} , ρ_{th}^{239} , а также ряда дополнительных факторов, неучтенных в работе [1], показали, что расчетная величина выше, чем в работе [1] и составляет 144 мбарн.

Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}$ для Np^{237} , Am^{241} , Am^{243} , Th^{232} представлены нами в таблице в виде отношений к $\sigma_{n,\gamma}^{238}$, а результаты измерений $\sigma_{n,2n}$ в виде отношений к $\sigma_{n,\gamma}$ соответствующего изотопа. При таком подходе к сравнению сечений исключаются ошибки, связанные с неопределенностью в интегральном потоке нейтронов.

Отношения	Th^{232}	Np^{237}	Am^{241}^*	Am^{243}
$\frac{\sigma_{n,\gamma}^i}{\sigma_{n,\gamma}^8}$	$1,275 \pm 0,038$	$4,08 \pm 0,12$	$4,62 \pm 0,14$	$4,00 \pm 0,12$
$\frac{\sigma_{n,2n}^i}{\sigma_{n,\gamma}^i}$	$(2,65 \pm 0,13) 10^{-2}$	$(0,95 \pm 0,05) 10^{-3}$		

* В случае Am^{241} измерения по Sm^{242} с помощью α -спектрометра дают сечение образования Am^{242} только в основном состоянии с $T_{1/2} = 16$ час.

Отношения сечений определялись по формуле

$$\frac{\sigma_{n,\gamma}^i}{\sigma_{n,\gamma}^{238}} = \frac{T_{\alpha}^{i+1}}{T_{\alpha}^i} \cdot \frac{A_{\alpha}^{i+1}}{A_{\alpha}^i} / \frac{T_{\alpha}^9}{T_{\alpha}^8} \cdot \frac{A_{\alpha}^9}{A_{\alpha}^8}, \quad (2)$$

где T_{α}^{i+1} - период α -полураспада изотопа, по α -активности которого производится измерение сечения реакции;

T_{α}^i - период α -полураспада исходного ядра; $A_{\alpha}^{i+1}/A_{\alpha}^i$ - экспериментально измеряемое отношение α -активностей образовавшегося и исходного ядер; остальные обозначения, что и в формуле (1).

После усреднения по расчетному спектру нейтронов (для $r = 4,6$ см от центра реактора [1]) групповых констант ν^{238} [3], Th^{232} [4], Np^{237} [5] получены отношения $\frac{\sigma_{n,\gamma}^{232}}{\sigma_{n,\gamma}^{238}}$ и $\frac{\sigma_{n,\gamma}^{237}}{\sigma_{n,\gamma}^{238}}$, равные соответственно 1,34 и 5,33. Сравнивая эти величины с результатами, приведенными в таблице, видим, что экспериментальное и расчетное отношения $\frac{\sigma_{n,\gamma}^{232}}{\sigma_{n,\gamma}^{238}}$ хорошо согласуются между собой. Экспериментальная же величина отношения $\frac{\sigma_{n,\gamma}^{237}}{\sigma_{n,\gamma}^{238}}$ существенно меньше расчетного значения. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что групповые константы захвата Np^{237} в энергетической области нейтронов, наиболее существенной для расчетов сместрих реакторов, составлялись по единственной экспериментальной работе на моноэнергетических нейтронах [6] и, вероятно, завышены.

Л и т е р а т у р а

1. А р и с т а р х о в Н.Н. и др. Труды Физико-энергетического института. Вопросы физики ядерных реакторов, вып. I, Обнинск, 1968, с.304.
2. Г о р б а ч е в В.М. и др. Справочник. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. Атомиздат, М., 1970.
3. А б а г я н Л.П. и др. Nuclear Data for Reactors, II, IAEA, Vienna, 1970, p.66.
4. А б а г я н Л.П. и др. Групповые константы для расчетов реакторов. Атомиздат, М., 1964.
5. З а х а р о в а С.М. БИЯД, вып.5, Атомиздат, М., 1968, с.189.
6. S t i r e g i a D. et al. - Nucl. Sci. Eng., 29, 1967, p.218.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ $\bar{\nu}$ ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{238} БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

М.В.Савин, Ю.А.Хохлов, И.Н.Парамонова,
В.А.Чиркин

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ИК
АЭ СМ СССР)

Приводятся результаты измерений $\bar{\nu}$ при делении U^{238} нейтронами с энергией 1,3-6 Мэв. Измерения проведены на линейном ускорителе электронов методом времени пролета (разрешение 1 нсек/м) с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора. Средняя величина $d\bar{\nu}/dE_n$ для U^{238} , измеренная в настоящей работе, равна $d\bar{\nu}/dE_n = 0,10 \text{ Мэв}^{-1}$ при $E_n < 3 \text{ Мэв}$ и $d\bar{\nu}/dE_n = 0,18 \text{ Мэв}^{-1}$ при $E_n > 3 \text{ Мэв}$. Точность определения абсолютных значений составляет 1,5-3%.

Results of $\bar{\nu}$ measurements at U^{238} fission induced by neutrons with energies 1,3 - 6 MeV are given. The measurements were carried out on a linear electron accelerator by the time-of-flight method (resolution of 1 nsec/m) in conjunction with a liquid scintillator. The average $d\bar{\nu}/dE_n$ value for U^{238} as measured in the present work is $d\bar{\nu}/dE_n = 0,10 \text{ MeV}^{-1}$ by $E_n < 3 \text{ MeV}$ and $d\bar{\nu}/dE_n = 0,18 \text{ MeV}^{-1}$ by $E_n > 3 \text{ MeV}$. The measured values are accurate to within 1,5-3%.

В последнее время опубликованы результаты очень точных измерений среднего числа нейтронов, испускаемых при делении U^{238} нейтронами с энергией 1,5-14 Мэв [1]. Однако эти измерения, такие как и ряд других [2,3], недостаточны, особенно

в интервале энергий делящих нейтронов 1,5 - 3 Мэв. В данной работе ход энергетической зависимости \bar{J} для U^{238} измерен с помощью метода времени пролета с разрешением 1 нсек/м. Методика измерений и аппаратура подробно описаны в работах [4, 5].

Измерения проведены на линейном ускорителе электронов жидкостным сцинтилляционным детектором объемом 400 л. Пролетное расстояние составляло 35 м. Импульс от мгновенных γ -квантов деления использовался для регистрации акта деления, а по числу задержанных по времени импульсов в интервале 0-30 мсек определялось число нейтронов, образовавшихся при делении. Временные распределения импульсов регистрировались амплитудным анализатором АИ-4096, работавшим в двумерном режиме с разобъемом адресного устройства на 16 плоскостей по 256 каналов. Выбор плоскости осуществлялся числом импульсов от нейтронов деления. Калибровка временной шкалы анализатора проводилась с помощью калиброванной линии задержки [6]. Временное разрешение составляло в эксперименте 35 нсек.

Эффективность регистрации γ -лучей и нейтронов деления измерялась с помощью камеры деления со слоем Cu^{252} ($\bar{J} = -3,756 \pm 0,000$), установленной в центре внутреннего канала детектора. Импульс с камеры использовался как "старт"-импульс преобразователя "время-амплитуда", а как "стоп"-импульс использовался импульс от γ -лучей деления. Эффективность регистрации γ -квантов деления составляла в эксперименте $\epsilon_{\gamma} = 0,347 \pm 0,002$, эффективность регистрации нейтронов деления $\epsilon_n = 0,700 \pm 0,003$.

Образец U^{238} представлял собой набор металлических дисков диаметром 15 мм и толщиной 1 мм, полный вес которых составлял 20 г.

Эксперимент состоял из цикла одинаковых измерений с U^{238} , с образцом свинца и без образца. Измерения со свинцом проводились для учета упругого и неупругого рассеяния нейтронов на U^{238} . В энергетическом интервале 1,5-5 Мэв фон от рассеянных нейтронов во временных распределениях, измеренный с образцом свинца, составлял 4-8% от эффекта.

Среднее значение фона по нейтронному каналу составляло 0,3 импульса на один 30 мсек-ный интервал регистрации нейтронов. Из временных распределений вычтены: фон случайных совпадений (измерения без образца, приведенные по потоку нейтронов из мшени) и фон упруго и неупруго рассеянных нейтронов (измерения

со свинцовым образцом, нормированные, после вычитания фона случайных совпадений, на поток нейтронов и отношение числа ядер в образцах).

Ошибка, вносимая в конечный результат, из-за неточного определения фона рассеянных нейтронов учитывалась при вычислении полной ошибки измерений.

Во временном распределении импульсов, соответствующем $\nu = 0$, присутствовала часть импульсов, обусловленных γ -лучами радиационного захвата нейтронов в образце. Для определения числа событий с $\nu = 0$ в каждом канале "к" (N_0^k) мы принимали, что все N_0^k при $E_n = 3 \div 5$ Мэв обусловлены делением, так как в этой области сечение захвата мало. Используя энергетическую зависимость $N_0^k / \sum_{n=1}^{n_{max}} N_n^k$ в интервале $E_n = 3 \div 5$ Мэв, определялось число N_0^k , принадлежащих делению при $E_n < 3$ Мэв. При определении числа импульсов, соответствующих радиационному захвату нейтронов, описанным способом в конечный результат вносится ошибка $\sim 0,5\%$ (при $E_n = 3 \div 5$ Мэв для $U^{238} G_c \neq 0$). Эта ошибка также учитывалась при определении полной ошибки измерений.

После введения указанной поправки $\bar{\nu}$ определялось методом, описанным в работе [7].

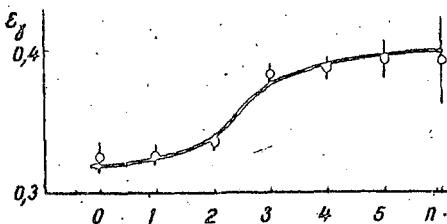


Рис. 1. Зависимость эффективности регистрации актов деления по γ -лучам (ϵ_γ) от числа нейтронов, зарегистрированных при делении.

В работе [8] показано, что эффективность регистрации актов деления по мгновенному γ -излучению (ϵ_γ) зависит от числа нейтронов, зарегистрированных в данном акте деления, причем этот эффект зависит от величины ϵ_γ и конструкции жидкостного детектора. Для определения этой зависимости нами проведены специальные измерения, в которых акты спонтанного деления Cf^{252} регистрировались одновременно по осколкам и γ -лучам деления. Результат приведен на рис. 1.

Из измеренной зависимости получено, что ϵ_n^γ на 2,5% выше ϵ_n^f (здесь $\epsilon_n^\gamma, \epsilon_n^f$ - средние эффективности регистрации нейтронов, когда акты деления регистрировались соответственно по γ -лучам и осколкам).

Однако эффект регистрации γ -лучей не влияет на относительный ход зависимости $\bar{\nu}(E_n)$. Значения $\bar{\nu}$ для U^{238} , полученные из экспериментальных величин N_n^k с эффективностью ϵ_n^k совпали в пределах 0,2% со значениями, определенными из N_n^k/ϵ_n^k с эффективностью ϵ_n^f .

При вычислении $\bar{\nu}$ учитывались:

- 1) угловая корреляция нейтрон деления – падающий нейтрон, возникающая вследствие угловой анизотропии осколков;
- 2) изменение средней энергии нейтронов деления с увеличением $\bar{\nu}$ и отличие спектра нейтронов деления Cf²⁵², использованного для калибровки, от спектра нейтронов деления U²³⁸;
- 3) размножение образовавшихся нейтронов в образце.

На рис.2 полученные результаты сравниваются с данными других авторов [1 - 3]. Абсолютные значения величин $\bar{\nu}$ хорошо согласуются с совокупностью приведенных на рисунке данных.

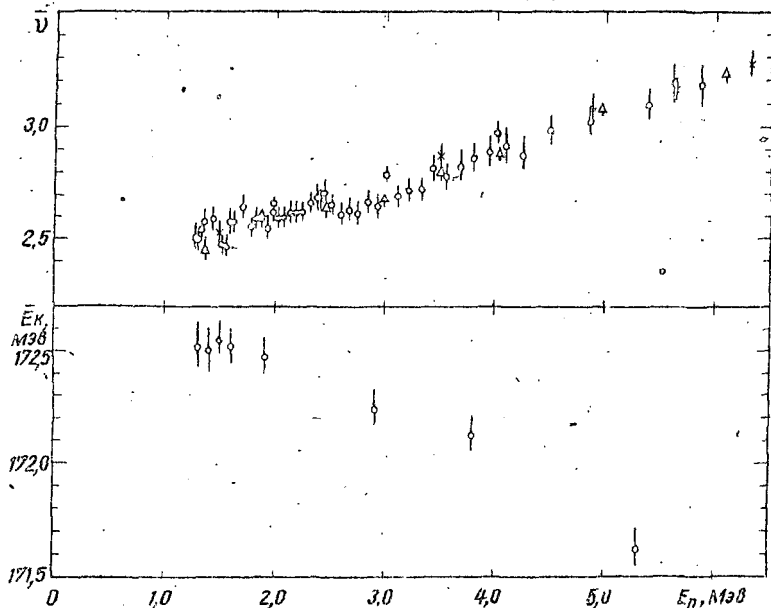


Рис.2. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ и E_k [9] при делении U^{238} быстрыми нейтронами: o - данная работа; Δ - [1]; ◻ - [2]; x - [3].

Вычисленное по методу наименьших квадратов значение $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ для U^{238} составляет $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n} = 0,10$ при $E < 3$ МэВ и $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ равно 0,18 при $E > 3$ МэВ.

E_n , МэВ	$\bar{\nu}$	E_n , МэВ	$\bar{\nu}$	E_n , МэВ	$\bar{\nu}$
1,27	2,503±0,055	2,18	2,610±0,039	3,80	2,860±0,057
1,30	2,498±0,052	2,24	2,618±0,042	3,94	2,886±0,058
1,33	2,544±0,051	2,31	2,653±0,042	4,09	2,911±0,061
1,35	2,575±0,049	2,37	2,679±0,043	4,24	2,876±0,058
1,42	2,591±0,046	2,44	2,708±0,043	4,50	2,981±0,057
1,45	2,591±0,046	2,51	2,652±0,042	4,86	3,023±0,057
1,48	2,518±0,045	2,59	2,609±0,044	5,39	3,095±0,080
1,51	2,470±0,044	2,66	2,630±0,045	5,62	3,186±0,092
1,55	2,467±0,042	2,74	2,613±0,044	5,87	3,164±0,092
1,58	2,576±0,044	2,83	2,661±0,045	-	-
1,62	2,577±0,041	2,92	2,644±0,047	-	-
1,70	2,639±0,042	3,11	2,689±0,048	-	-
1,78	2,552±0,041	3,21	2,721±0,049	-	-
1,82	2,589±0,041	3,32	2,721±0,049	-	-
1,87	2,586±0,041	3,43	2,812±0,053	-	-
1,92	2,543±0,041	3,55	2,778±0,053	-	-
1,97	2,621±0,039	3,68	2,819±0,056	-	-
2,02	2,591±0,039	-	-	-	-
2,07	2,587±0,041	-	-	-	-
2,13	2,612±0,039	-	-	-	-

Полученный результат коррелирует с поведением средних кинетических энергий осколков деления $[9]$: увеличение $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ при $E > 3$ МэВ соответствует более быстрому уменьшению энергий осколков.

В работе $[10]$ нерегулярности в зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ при делении четно-четного составного ядра U^{236} связываются со ступенчатым изменением числа возбужденных квазичастиц в интервале нескольких Δ (2Δ - величина энергетической щели в спектре внутренних возбуждений ядра).

В работах [11, 12] плотность квазичастичных состояний рассчитана также и для четно-нечетных и нечетно-четных ядер. Для таких ядер зависимость числа квазичастичных состояний от энергии возбуждения делящегося ядра также сохраняет ступенчатый характер.

Возможно, что изменение $\frac{d\nu}{dE_n}$ и соответствующее уменьшение средних кинетических энергий осколков для составного ядра также связано с проявлением квазичастичных эффектов [12].

Л и т е р а т у р а

1. Soleilhac M., Fréhaud J., Gauciau J. - J. of Nucl. Energy, 1969, 23, 257.
2. Mather D.S., Fieldhouse P., Moat A. - Nucl. Phys., 1965, 66, 149.
3. Asplund-Nilsson J., Conde H., Starfelt N. - Nucl. Sci. Eng., 1964, 20, 527.
4. Савин М.В. и др. - Nucl. Data for Reactors. 2, IAEA, Vienna, 1970.
5. Савин М.В. и др.-ПТЭ, 1969, № 6, 27.
6. Шейн Ю.В., Белов В.А. - ПТЭ, 1970, № 4, 120.
7. Diven B.C. et.al. - Phys. Rev., 1956, 101, 3., 1012.
8. Solvin D.W.-Nucl. Data for Reactors. II, IAEA, Vienna, 1970.
9. Воробьев В.Г. и др.-Nucl. Data for Reactors. II, IAEA, Vienna, 1970.
10. Струтинский В.М., Павлинчук В.А. Physics and Chemistry of Fission. II, IAEA, Vienna, 1965.
11. Kluge J. - Nucl. Phys., 51, 1964, 41.
12. Nörenberg W. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1969.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ И СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ // -238 НЕЙТРОНАМИ ВБЛИЗИ ПОРОГА

П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отроценко,
В.А.Шигин

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ГК АЭ
СМ СССР)

Угловые распределения осколков и сечение деления // ²³⁸нейтронами измерялись с разрешением 20 кэВ в области энергий 0,55-1,45 МэВ. Сечение возрастает от 0,2 до 250 мбарн. В ходе сечения наблюдаются ступеньки при 1,0 и 1,2 МэВ. Угловые распределения очень изменяются; эти изменения коррелируют со ступеньками в сечении деления.

Neutron induced fission cross section for U^{238} and angular distribution of fission fragments were measured in the neutron energy interval from 0,5 up to 1,5 Mev, with 20 keV energy resolution. The cross section has two steps at 1,0 and 1,2 Mev. The changes in the angular distribution of fission fragments are rather strong and seem to be in correlation with the steps in the fission cross section.

В связи с развитием в последние годы представлений о двугорбной форме барьера деления возник вопрос о том, как двугорбая форма барьера отражается на ходе сечения деления и угловом распределении осколков вблизи порога деления. Можно считать, что зависимость сечения деления от энергии возбуждения ядра будет определяться наибольшим из двух барьеров, тогда как угловое распределение осколков будет определяться наружным барьером [1]. При этом возможны два случая: 1) наружный барьер выше внутреннего; тогда сечение и угловое распределение определяются одним и тем же барьером; 2)

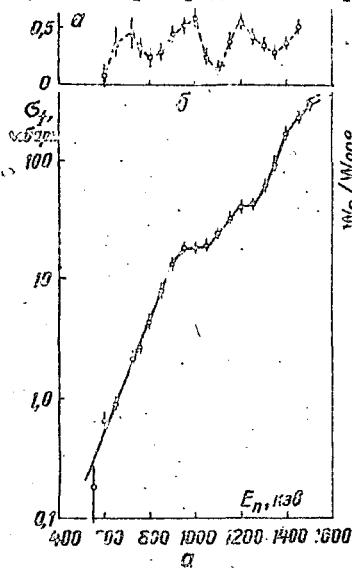


Рис. 1.

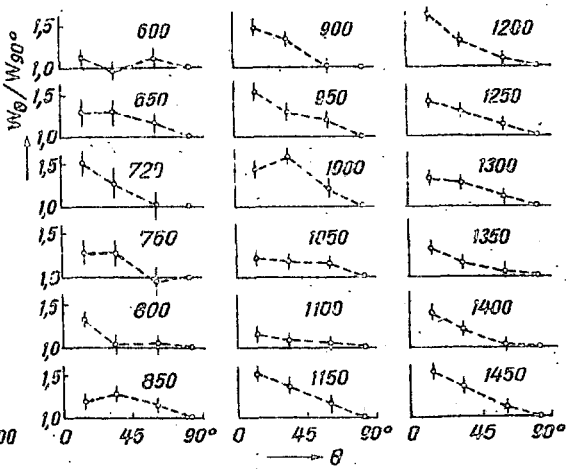


Рис. 2.

внутренний барьер ядро расщепляется тогда как сечения деления определяются не связанным с угловым распределением осколков. Во втором случае при значительной разнице в высотах барьеров в ходе сечения деления ядра выше порога будут протекать отдельные каналы деления, тогда как угловое распределение будет результатом наложения большого числа каналов (с различными K -проециями полного момента на ось симметрии ядра) и будет носить спатотомический характер.

В качестве типичного примера, где реализуется последний случай, авторы работы [1] приводят деление U^{238} нейтронами. При этом они отмечают на отсутствие значительных изменений в угловых распределениях при значительных изменениях в ходе сечения деления вблизи порога. Для детального выяснения ситуации, возникающей с этим ядром, мы предприняли измерения сечения и угловых распределений осколков при делении U^{238} нейтронами вблизи порога деления.

Методика измерений аналогична использованной нами в работе [2]. Измерения проводились на электростатическом ускорителе. Нейтроны получались из реакции $T(p, n)$; использовалась твердая тритий-титановая мишень диаметром 5 мм. Слой U^{238} толщиной 2 мкг/см^2 и диаметром 12 мм располагался на расстоянии 25 мм от мишени в направлении пучка падающих нейтронов, образуя с этим направлением угол 45° . На расстоянии 50 мм от слоя в вакуумном объеме находилось 4 кремниевых детектора осколков диаметром 20 мм соответственно под углами 0° , 30° , 60° и 90° относительно пучка падающих на слой нейтронов.

Поток нейтронов регистрировался борным счетчиком, имеющим одинаковую чувствительность к нейтронам, используемым в измерениях. Энергетическое разрешение в измерениях составляло $\pm 20 \text{ кэВ}$.

Образец U^{238} содержал в качестве примеси $\approx 0,01\%$ U^{235} . Эффект от деления U^{235} вычитался при расчетах.

Результаты измерений представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 а показано сечение деления U^{238} в зависимости от энергии нейтронов E_n вместе с относительными ошибками измерений (в ошибки не вклю-

цена ошибка абсолютизации сечения; абсолютное значение сечения при $E_n = 1,0$ Мэв взято из работы [37]. Ход сечения деления ν^{238} близок к полученному в работах [1, 4]. Сечение возрастает от 0,2 мбар при 0,55 Мэв до 250 мбар при 1,45 Мэв. В ходе сечения обнаруживаются ступеньки при энергиях нейтронов 1,0 и 1,2 Мэв.

Полученные нами угловые распределения осколков деления ν^{238} (см. рис. 2; около кривых указаны E_n , кэв) не противоречат данным, имеющимся в литературе [1, 5]. При всех энергиях нейтронов наибольший выход осколков наблюдается по направлению падающих нейтронов ($\theta = 0^\circ$). В большинстве случаев отношение выходов W осколков под 0 и 90° близко 1,35. Однако благодаря лучшему энергетическому разрешению наших измерений угловые распределения обнаруживают не наблюдавшуюся ранее зависимость от энергии нейтронов. Эта зависимость хорошо видна на рис. 1, б, где представлена анизотропия A осколков. Значения A получены из аппроксимации угловых распределений W_θ / W_{90° функцией вида $1 + a \cos^2 \theta$ методом наименьших квадратов. На рисунке видны значительные изменения анизотропии, коррелирующие с нерегулярностями в ходе сечения деления.

Особенно быстро меняется анизотропия (от 0,55 до 0,15 и снова до 0,55) в области 1,0 – 1,2 Мэв, где наблюдается два плато в сечении деления.

Наблюдаемые изменения в сечении и анизотропии можно связать с резонансными явлениями типа обнаруженных в работе [6] или с проявлением вибрационных состояний второй потенциальной ямы [7]. Объяснение их в рамках канального анализа Уиллера [8] приводит (как показали наши расчеты) к необходимости введения каналов с необычно малой крутизной барьера ($\frac{\hbar\omega}{2\pi} \approx 25$ кэв вместо ≈ 100 кэв). В любом случае статистическое описание здесь неприменимо.

Результаты наших измерений показывают на значительные изменения угловых распределений осколков и их корреляцию с нерегулярностями в ходе сечения деления ν^{238} . Использование ν^{238} в качестве примера, где угловые распределения в области порога деления имеют статистический (по k) характер, как это делается в работе [1] вряд ли оправдано.

Л и т е р а т у р а

1. Андросенко Х.Д., Смиренкин Г.Н. - ВЭФ, 8, 181, 1968.
2. Воротников П.Е. и др. - ЯФ, 1967, 5, 295.
3. Нигъев Д.Д. Neutron Cross Sections, ENL-325.
4. Lamphere R.W. - Phys. Rev., 1956, 104, 1654.
5. Lamphere R.W. Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1965, V. I.
6. Воротников П.Е. и др. - ЯФ, 1966, 3, 479.
7. Lynn J.E. Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969.
8. Уиллер Д.А. - В кн.: Успехи физики деления ядер. Атомиздат, М., 1965.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ $U-238$ НЕЙТРОНАМИ 2,5 МЭВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

И.М.Курс, В.И.Матвиенко, Ю.А.Немилов, К.А.Петряк,
Ю.А.Селицкий, В.Б.Фунштейн
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина АН СССР)

Метод определения потока нейтронов по сопутствующим частицам применен к нейтронам с энергией 2,5 Мэв из реакции $D(d, n)He^3$. Получена величина сечения деления U^{238} , равная $0,55 \pm 0,02$ барн.

Method of determination of neutron flux with the help of associated particles is applied to neutrons with energy 2,5 MeV produced from $D(d, n)He^3$ reaction. The cross section of U^{238} fission is found to be $0,55 \pm 0,02$ barn.

Несмотря на значительное число работ [1-3], посвященных определению сечения деления U^{238} в области первого плато, надежность данных остается неудовлетворительной, так как разброс полученных сечений лежит за пределами ошибок измерений. Большинство результатов получено относительно к U^{235} измерениями, без определения нейтронного потока. Редко производились абсолютные измерения, где поток нейтронов определялся по протонам отдачи. Наиболее прямой метод мониторингирования потока нейтронов - метод сопутствующих частиц, использовался в измерениях сечения деления только для нейтронов с энергией 14-15 Мэв из реакции

$\Gamma(d, n) He^4$ [4,5], а для нейтронов меньших энергий из реакции $D(d, n) He^3$ не применялся. Однако именно сечения в области первого плато представляют наибольший практический интерес в реакторостроении, поскольку соответствуют области максимального выхода нейтронов деления тяжелых ядер. В связи с этим в настоящей работе сделана попытка, несмотря на увеличение сложности эксперимента, определить σ_f при $E_n = 2,5$ Мэв наиболее прямым методом с использованием сопутствующих частиц, также, как это сделано при $E_n = 14$ Мэв.

Схема опыта показана на рис.1. Пучок дейтонов ограничивался диафрагмой D диаметром 5 мм и попадал на мишень M . Использовалась тонкая дейтериево-титановая мишень на молибденовой основе толщиной 0,3 мм. Для определения ядер He^3 с энергией $\sim 0,8$ Мэв, возникающих в реакции $D(d, n) He^3$ от продуктов зеркальной реакции $D(d, p) T$, служил пропорциональный счетчик C диаметром 20 мм, наполненный аргоном до давления 40 мм рт.ст. Преимущество пропорционального счетчика с низким давлением газа состояло в том, что протоны и тритоны теряли в газе счетчика лишь малую долю своей энергии. Пробег же гелионов укладывался полностью. В результате импульсы от He^3 имели самую большую амплитуду, что позволяло надежно производить их абсолютный счет. Для того, чтобы уменьшить разброс энергии He^3 за счет выхода с разной глубины мишени, энергию облучающих дейтонов необходимо понижать до 50-70 кэв. Дейтоны, рассеянные мишенью, поглощались никелевой пленкой, которая наклеивалась на диафрагму O диаметром 1 мм и одновременно служила вакуумным окном счетчика. Полное поглощение дейтонов с энергией 70 кэв соответствовало толщине пленки 350 мкг/см². Разделение импульсов от тритонов и ядер He^3 в счетчике показано на рис.2. Как видно из рисунка, разделение пиков со временем ухудшается вследствие образования на мишени нагара. Пики протонов при данном усилении тракта приходился на первые каналы анализатора импульсов и на рис.2 не показан. Взаимное расположение урановой мишени и пропорционального счетчика (см. рис.1) выбраны таким образом, чтобы определение потока нейтронов на мишень было бы малочувствительно к параметрам углового распределения, поскольку точность определения последних недостаточна. Гелионы, регистрируемые счетчиком, соответствовали нейтронам, по-

падающим только в центральную часть урановой мишени. При малой энергии дейтронов угловое распределение нейтронов в системе центра масс описывается формулой из работы [6]

$$G(\theta) \sim 1 + A \cos^2 \theta.$$

Центр мишени располагался под углом $\theta \approx 90^\circ$, где изменение $G(\theta)$ минимально, и в пределах использованного телесного угла поправка на неоднородность потока составляла 2%.

В качестве детектора осколков деления выбрана слюда. Это позволило сочетать высокую эффективность регистрации треков [7] с предельным сокращением массы вещества, рассеивающего нейтроны. Стопка из десяти слоев урана и пяти слоев слюды составлялась так, чтобы один слой слюды регистрировал осколки от прижатых к ней с двух сторон пары слоев урана.

Мишени изготовлялись вакуумным напылением фторида урана (естественная смесь изотопов) на полдированную алюминиевую фольгу толщиной 0,1 мм и имели диаметр 19 мм. Изотопный состав урана в мишени проверялся специальными измерениями на α -спектрометре. Суммарный вес урана во всех десяти слоях составлял ~ 10 мг и определялся на основе измеренной в ионизационной камере α -активности слоев и известной активности естественного урана - 1501 I/мин·4г·мг [8].

При конструировании прибора особое внимание обращалось на уменьшение упругого рассеяния нейтронов в деталях конструкции в направлении слоев урана. Как показали расчеты, основную роль при этом играют части конструкции, находящиеся в непосредственной близости от мишени М. В рабочем варианте прибора дейтериево-титановая мишень служила границей вакуум-атмосферы и не имела каких-либо поджимных приспособлений. Вакуумное уплотнение достигалось посадкой мишени на тонкое индиевое кольцо и покрытием наружного края пичеином. Охлаждалась мишень разбрызгиванием тонкой водяной струи, вытекающей из капилляра. Все ближайшие к мишени стенки конструкции имели толщину не более 0,5 мм. В контрольной серии опытов оценены вклады в число регистрируемых осколков от: а) делений на нейтронах из набивной мишени, которая образуется на ограничивающей дейтронный пучок диафрагме; б) деления присутствующего в естественном уране U^{235} на тепловых и надтепловых

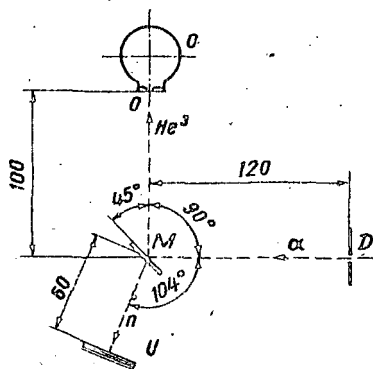


Рис. 1. Принципиальная схема опыта (размеры указаны в миллиметрах).

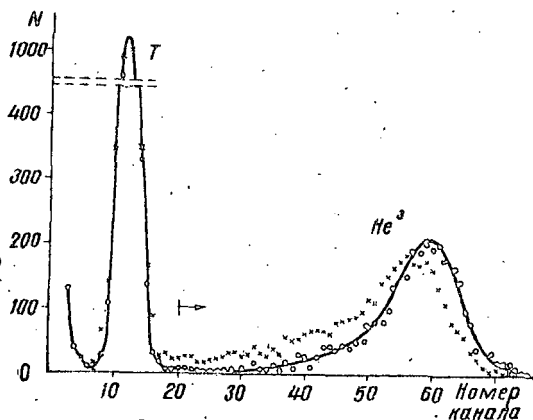


Рис. 2. Распределение импульсов счетчика по амплитудам: о - новая мишень; х - мишень после 1,5 час работы при токе на мишень 0,7 ма; стрелка показывает порог регистрации.

нейтронах. Оказалось, что первым фактором можно пренебречь. Для оценки роли второго фактора проводился опыт с U^{235} . Результат этого опыта учитывался в дальнейшем в виде поправки в 2% в значении сечения. Кроме того, для доказательства работоспособности аппаратуры в целом произведено проверочное измерение сечения деления U^{238} на нейтронах из реакции $T/d, n/He^4$. Полученное значение $1,13 \pm 0,04$ барн при $E_n = 14,1$ Мэв хорошо согласуется с последними данными [37]. Всего за время рабочей экспозиции зарегистрировано 1300 осколков.

При вычислении сечения деления учитывалось:

1. Эффективность регистрации осколков деления слюдой составила $96 \pm 1\%$ [7].

2. Вклад осколков от деления U^{235} - 2%.

3. Геометрические поправки, связанные с конечными размерами дейтронного пучка и урановых слоев в стопке - 1%.

4. Отличие плотности нейтронного потока в пределах уранового слоя и в его центре - 2%.

5. Погрешка на попадание в урановую мишень нейтронов, упруго рассеянных в деталях конструкции - $4 \pm 1\%$.

6. Поправка на эффективность мониторингования нейтронного потока и изменение ее вследствие образования на мишени нагара - $2 \pm 1\%$.

Окончательно мы получили сечение деления σ^{238} на нейтронах с энергией 2,5 Мэв, равным $0,55 \pm 0,02$ барна, что совпадает со значением в работе [3].

Л и т е р а т у р а

1. Stehn J. et al. Neutron Cross Sections. ENL-325. v. 3, Brookhaven, 1965.
2. Bavey W. - Nucl. Sci. Engng, 1968, 32, 34.
3. Hart W. Authority Health and Safety Branch, UKAEA, R. 1969, p. 169.
4. Протопопов А.Н., Селицкий Ю.А., Соловьев С.М. Труды Радиевого ин-та им. В.Г.Хлопина АН СССР, IX, 55, 1959.
5. Березин А.А. и др. - Атомн. электроника, 1958, 5, 659.
6. Сб. "Физика быстрых нейтронов" под ред. Джона Мариона и Дж.Фаулера. Т.1, 1963.
7. Румянцев О.В., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б. - ЦТЭ, 1968, № 1, 51.
8. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып.4. Атомиздат, М., 1969, с.131.

ОСОБЕННОСТИ ДЕЛЕНИЯ РАДИЯ

Е.А.Жагров, В.Т.Ипполитов, Ю.А.Немилов, Ю.А.Селицкий,
В.Б.Фунштейн
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина АН СССР)

Анализируются результаты, полученные при делении Ra^{226} нейтронами с энергией до 20 Мэв и γ -квантами с граничной энергией тормозного спектра до 26 Мэв. На основе измеренных сечений и θ угловых распределений осколков деления определены барьеры деления $Ra^{225, 26, 27}$ и делаются выводы о структуре энергетических состояний в седловой точке.

Results obtained from Ra^{226} fission by neutrons with energies up to 20 MeV and by γ -quanta with the end-point energies of the bremsstrahlung spectrum up to 26 MeV are analysed. On the basis of measured cross sections and fission fragments angular distributions fission barriers of $Ra^{225, 26, 27}$ were determined and the conclusions were drawn about the structure of energy states at the saddle point.

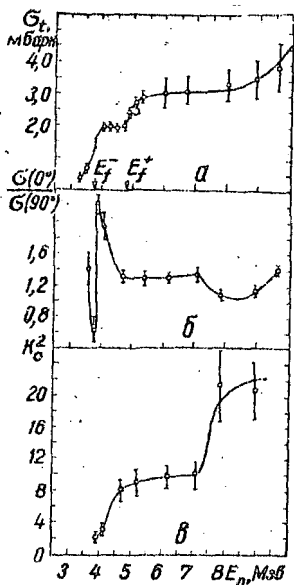


Рис. 1.
Зависимость сечения деления (а), анизотропии (б) и K_0^2 (в) от энергии нейтронов.

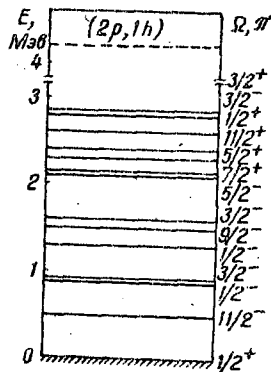
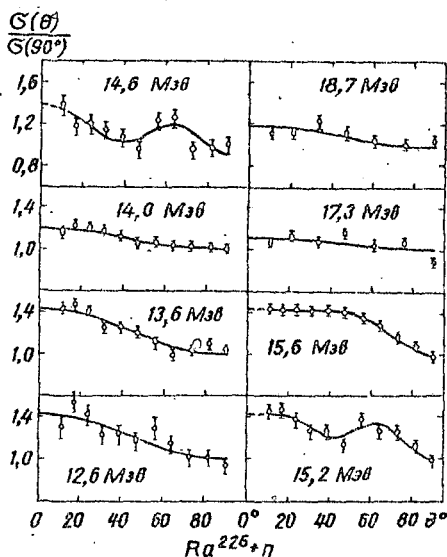


Рис. 2.
Схема одночастичных нейтронных состояний для ядра с $Z=89$, $N=139$, $\epsilon=0,677$. (Пунктиром показано приближенное положение трехквaziчастичного состояния).

Ядро радия является практически уникальным объектом исследования в промежуточной области делящихся ядер ($Z^2/A \sim 34$). В этой области происходит резкое изменение величины делительных барьеров, переход от "цилиндрической" формы седловой конфигурации к "гантелеобразной", наблюдается своеобразное "трехгорбое" массовое распределение. Делимость этих ядер еще достаточна, чтобы попытаться изучать наиболее интересный диапазон энергий - в непосредственной близости от порога. Поэтому можно ожидать, что именно характеристики деления такого ядра, как радий, послужат важным критическим материалом для различных модельных представлений; привлекаемых при описании деления, и дадут ценную информацию об энергетических состояниях очень сильно деформированных ядер (в седловой точке). Методика измерений и значительная часть обсуждаемых ниже экспериментальных результатов подробно изложены в работах [1-3]. В данном докладе внимание обращено на существенные особенности, обнаруженные при делении Ra^{226} нейтронами с

Рис.3.
Угловые распределения осколков деления радия.



энергией до 20 Мэв и γ -квантами с граничной энергией тормозного спектра до 26 Мэв.

Сечение деления при $E_n = 3 \div 10$ Мэв, $E_\gamma = 9-20$ Мэв

Измеренная зависимость сечения деления радия от энергии нейтронов показана на рис.1,а. Можно отметить следующие особенности поведения сечения. В ходе сечения отсутствует достаточно хорошее плато, наблюдаемое для более тяжелых ядер, но нет и постоянного быстрого возрастания сечения, характерного для более легких ядер. Расчеты по модели Ферми-газа [27] не приводят к согласию с экспериментом ни при каких значениях варьируемых параметров (согласно расчету происходит увеличение сечения в 6-7 раз при изменении энергии нейтрона от 6 до 9 Мэв). Наблюдаемый ход и величину сечения при этих энергиях можно получить в модели с постоянной температурой при $T=0,55-0,57$ Мэв [27]. Такое значение температуры (в 1,5 раза ниже обычных) дает правильную величину и сечения фотоделения радия в гигантском резонансе ($\sim 0,9$ мбарн) [6]. Величина сечения (~ 3 мбарн) в области "плато" и результаты расчетов указывают на то, что замедление увеличения сечения при энергии выше барьера для Ra вызывается иными причинами, чем более тяжелых ядер. Такое "плато" может существовать и в ходе сечения для более легких ядер; в этом случае оценки барьеров деления легких ядер, сделанные в результате расчетов [7,11] по модели

Ферми-газа, могут приводить к неточным величинам. Описание "ступеньки" в ходе сечения при $E_n = 4,0-4,8$ Мэв с помощью двух барьеров деления $E_f^- = 3,8$ и $E_f^+ = 4,9$ Мэв, соответствующих последовательному включению групп состояний с отрицательной и положительной четностью [2], хорошо согласуется со схемой одночастичных нейтронных состояний, рассчитанной В.В.Пашкевичем [7] для седловой деформации (рис.2).

Угловые распределения осколков при $E_n = 3,6 \pm 9,7$ Мэв,

$$E_\delta = 9,1 \pm 26 \text{ Мэв}$$

Величина анизотропии в зависимости от энергии нейтронов представлена на рис.1,б. Увеличение анизотропии при $E_n > 9$ Мэв, очевидно, связано с вкладом эмиссионного деления. Оценка барьера деления Ra^{226} $E_f \sim 8,5$ Мэв при этом совпадает с результатом, полученным при фотоделении [5]. Анализ формы углового распределения при $E_n = 3,6$ и $3,8$ Мэв [2] показывает преобладающую роль каналов деления с $K = 1/2^-$ и $3/2^-$. Наибольший интерес представляет величина и изменение анизотропии при $E_n = 4 \pm 9$ Мэв. На рис.1,в приводятся значения K_0^2 , вычисленные по формуле, полученной в работе [8]. Для интерпретации хода энергетической зависимости K_0^2 необходимо знать одночастичные величины дисперсии K_p^2 . Мы вычислили K_p^2 , используя схемы одночастичных уровней с потенциалами Нильсона и Пашкевича [7]. При усреднении по 17-20 уровням незаполненной нейтронной оболочки получены $K_p^2 \sim 7 - 9$, для различных схем уровней. Эти значения K_p^2 , как видно из рис.1,в, совпадают с экспериментальными величинами K_0^2 на "плато" при $E_n = 4,7 \pm 7,1$ Мэв. Таким образом, "разрыв пары" с образованием трехквaziчастичного состояния ($2p, 1h$) происходит лишь при $E_p = 7,1$ Мэв. Учитывая неопределенность в положении делительного барьера, для параметра энергетической щели получаем $2\Delta_f^{\text{эксп}} = 2,7 \pm 0,7$ Мэв, что заметно больше равновесного значения ($2\Delta_p = 1,5 \pm 0,3$ Мэв). Сильное увеличение Δ_f для относительно более легких делящихся ядер нетрудно объяснить, если предположить сильную зависимость константы парного взаимодействия G от отношения поверхности к объему ядра [4]. Характерной особенностью угловых распределений осколков при фотоделении Ra^{226} является малая величина анизотропии, что в случае дипольного поглощения, по-видимому, связано с уменьшением энергетической разности Δ между состояниями $1^-, K=0$ и $1^-, K=1$. Наблюдаемая анизотропия для Ra соответствует $\Delta = 450$ кэв [5], в то время как для Th $\Delta = 640$ кэв.

Сечение и угловые распределения осколков деления при
 $E_n = 12 \pm 20$ Мэв

На рис. 3 и 4 показаны кривые угловых распределений, проведенные по методу наименьших квадратов, с использованием разложения по четным полиномам Лежандра. Существенный интерес представляет наблюдаемое увеличение выхода осколков при $\theta \sim 65^\circ$ для $E_n = 14,6$ и $15,2$ Мэв. Математически это характеризуется тем, что в разложении $\sigma(\theta)$ по полиномам Лежандра для данных энергий $P_6(\cos \theta)$ и $P_8(\cos \theta)$ дают вклад, сравнимый с $P_2(\cos \theta)$ и превышающий $P_4(\cos \theta)$. Это явление получило название "аномальная форма углового распределения" [3]. При статистическом распределении величины K в седловой точке по общепринятой теории Струтинского и Халперна максимальный выход осколков должен наблюдаться при $\theta = 0^\circ$ с плавным уменьшением к 90° . Наблюдаемая для Ra

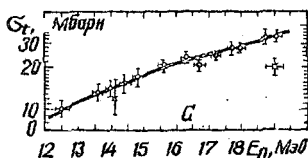


Рис. 4. Сечение деления.

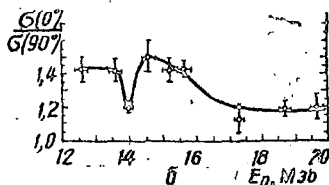


Рис. 5. Анизотропия в зависимости от энергии нейтронов

аномалия формы углового распределения, по-видимому, означает, что при $E_n = 14,6$ и $15,2$ Мэв статистические условия не выполняются и распределение состояний по K не является гауссовым. Преобладающее проявление отдельных каналов с определенными K может произойти, например, вследствие охлаждения ядра до возбуждений, близких к барьеру деления после эмиссии двух нейтронов. Резкие изменения в величине анизотропии (см. рис. 5) при $E_n = 13,5 \pm 15$ Мэв согласуются с этим предположением. При этом из простых энергетических соотношений можно оценить величину барьера деления $Ra^{225} - E_f \sim 7$ Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. Бабенко Ю.А. и др. - ЯФ, 1968, 7, 269.
2. Бабенко Ю.А. и др. - ЯФ, 1969, 10, 233.
3. Бабенко Ю.А. и др. - ЯФ, 1970, 11, 1006.

4. И п о л и т о в В.Т. и др. XXI Ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., 1971.
5. П а г р о в Е.А. и др. - ЯФ, 1968, 7, 264.
6. П а г р о в Е.А. и др. - ЯФ, 1971.
7. П а ш к е в и ч В.В. XX Ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., 1970.
8. Н е с т е р о в В.Г. и др. - ЯФ, 1967, 6, 761.

МНОГОУРОВНЕВЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ $Pu-239$
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

А.А. Лукьянов

(Физико-энергетический институт АН СССР)

Получены параметры S -матричной теории, описывающие все основные детали энергетической структуры сечения деления Pu^{239} ниже 100 эв.

Parameters of S -matrix theory for Pu^{239} fission cross sections energy structure below 100 ev are obtained.

Достаточно высокая точность экспериментальных данных по полному сечению и сечению деления Pu^{239} в резонансной области и заметная интерференция между резонансами позволяют провести однозначную, по крайней мере в отдельных энергетических интервалах ниже 100 эв, многоуровневую параметризацию этих сечений и определить взаимно согласованный набор резонансных параметров, описывающий все основные детали наблюдаемых сечений в рамках точности эксперимента. Использование полученных параметров для построения сечения в резонансной области весьма удобно как с точки зрения компактного представления разных экспериментальных данных, так и для получения по параметрам расчетных сечений при различных температурах и различном экспериментальном разрешении.

Анализ экспериментальных данных [1-5] проводился на основе S -матричной схемы параметризации сечений [6,7], где энергетическая структура сечения деления представлена в виде

$$\sigma_f(E) = \frac{65,2 \cdot 10^4}{\sqrt{E}} \sum_k \frac{\alpha_k^f}{\gamma_k} \psi \left(\frac{E_k - E}{\gamma_k}; \frac{\gamma_k}{\Delta} \right) + \frac{\beta_k^f}{\gamma_k} \chi \left(\frac{E_k - E}{\gamma_k}; \frac{\gamma_k}{\Delta} \right) \quad (7)$$

со свободными параметрами для каждого члена в сумме: Δ_k , ν_k , α_k^f и β_k^f . Функции Ψ и χ - обычные функции формы резонансной линии для одного уровня; дисперсия Δ^2 определяется как сумма дисперсий для доплеровского уширения резонанса Δ_T^2 и экспериментального разрешения Δ_R^2 ($\Delta^2 = \Delta_T^2 + \Delta_R^2$). Сечения остальных процессов использовались для уточнения отдельных параметров (в частности, полное сечение дает значения ν_k и $\nu_k(1,2)$), а также значений резонансов [1-3].

В таблице приведены полученные значения параметров уровней, а также результаты одноуровневого анализа [2] и многоуровневого - для схемы Райка-Мура [7-9]. Приводятся также (в скобках) значения коэффициентов α_k^f и β_k^f , полученных расчетом по одноуровневым параметрам в приближении парной интерференции резонансов с одинаковым значением спина для одного делительного канала:

$$\alpha_k^f \approx 2g \Gamma_{kn}^0 \Gamma_{kf} / \Gamma_k; \quad \beta_k^f = \beta_{k+1}^f = 2g \frac{\Gamma_{kn}^0 (\cos \theta_{kf} \Gamma_{kf} \Gamma_{k+1})^{1/2}}{E_{k+1} - E_k}. \quad (2)$$

Полученные значения параметров формализма S -матрицы в большинстве случаев близки к приближенным результатам, что указывает на наличие одного делительного канала для $J = 1$. Резонансов с $J = 0$ немного, и практически во всех случаях параметр β_k^f для них равен 0, что может быть связано как с несколькими каналами деления, так и с относительно большим расстоянием между резонансами со спином 0.

В процессе анализа экспериментальных данных обнаруживаются интересные закономерности в энергетической зависимости сечений между резонансами. Помимо интерференции пар соседних резонансов, необходимо учитывать и вклад далеких по энергии уровней с большими ширинами. Так, для объяснения сечения деления в тепловой области необходимо ввести резонанс с большим β_k^f в отрицательной области при $E = -5$ эв, дающий "фон" в сечении ниже 7 эв и интерферирующий с резонансом 7,82 эв. При энергиях выше 25 эв этот "фон" пропадает, а вместе с ним и параметры интерференции обращаются в нуль. При более высоких энергиях вновь наблюдается подъем среднего фона, определяемого группой уровней при энергиях ~ 60 эв, а вместе с этим возрастают и значения параметров β_k^f . Хотя полученные результаты для коэффициентов β_k^f не являются окончатель-

Параметры уровней ρ_4 239

Одноуровневый анализ [2/]										Параметры в формуле (1)			Параметры в работах			
E_k зб.	$2g \Gamma_k$ мб	Γ_k мб	Γ_k мб	J	E_k зб.	$\alpha_k^2 \cdot 10^4$ зб	$\beta_k^2 \cdot 10^4$ зб	$2\nu_k$ мб J	E_k зб	$2g \Gamma_k$ мб	Γ_k мб	Γ_k мб				
-	-	-	-	-	-5	0,22	1,53	800	-	-	-	-				
0,3	0,220	60	100	0	-0,1	0,22	0,092	300	-1,2	1,15	201	55,4				
					0,296	1,23(1,33)	-0,092	100	0	0,296	0	0				
7,82	0,430	47	87	I	7,82	2,33(2,38)	0,104(0,16)	86	I	0,465	42	I				
10,93	0,860	148	200	I	10,94	6,50(6,20)	-0,312(-0,38)	200	I	0,83	-147	I				
11,89	0,450	24	67	I	11,90	1,47(1,68)	0,312(0,38)	64	I	0,51	22	I				
14,31	0,240	67	102	I	14,34	1,62(1,52)	0,46(0,5)	106	I	0,27	-67	I				
14,68	0,750	30	70	I	14,72	3,48(3,20)	-0,46(-0,5)	70	I	0,65	68	I				
15,46	0,260	650	700	0	15,50	3,27(2,5)	0	900	0	0,27	608	0				
17,66	0,650	34	75	I	17,70	2,97(2,95)	0,072(0,07)	80	I	0,59	-68	I				
22,29	0,830	62	109	I	22,24	6,35(5,3)	-0,081(-0,07)	100	I	0,88	47,2	I				
23,94	0,020	55	70	I	23,88	0,16(0,14)	0,041(0,07)	100	I	0,057	-14,8	I				
25,24	0,430	44	88	I	26,25	2,56(2,28)	-0,02(-0,02)	70	I	0,54	-44	I				
27,24	0,023	8	42	I	27,25	0,013(0,013)	0,02(0,02)	46	I	0,12	-1,6	I				
32,31	0,074	110	153	0	32,29	0,55(0,53)	-0,01(-0,01)	168	0	0,073	99,1	0				
34,60	0,003	5	47	I	34,40	0,005	0,01(0,01)	200	0	0,0007	50	0				
35,50	0,072	5	47	I	35,45	0,058(0,058)	0	67	0	0,015	-25	I				
					37,25	0,002	0	120	I	0,0003	80	I				
41,42	0,92	3	52	I	39,25	0,0011	0	90	0	0,0002	50	0				
41,66	0,31	54	105	I	41,30	0,364(0,560)	0,22(0,32)	49	I	0,15	39,4	I				
44,48	1,49	5	58	I	41,50	1,28(1,61)	-0,22(-0,32)	63	I	0,17	-79	I				
					44,45	1,15(1,50)	0,017	48	I	0,33	24	I				

Продолжение таблицы

E_k мб	$2q'_{nk}$ мб	Γ_{k_1} мб	Γ_k мб	E_k мб	$\alpha_k \cdot 10^4 \text{ мб}$	$\beta_k \cdot 10^4 \text{ мб}$	$-2\gamma_k \cdot \text{мб}$	$E_k \cdot \text{мб}$	$2q'_{nk}$ мб	Γ_{k_1} мб	Γ_k мб
47,64	0,42	240	322	0	3,04(3,13)	0	304	0	47,64	0,359	280
49,71	0,31	690	810	0	2,7(2,7)	0	800	0	49,80	0,268	900
50,08	0,64	12	57	1	1,14(1,35)	0,05(0,05)	56	1	50,10	0,346	-23,7
52,60	2,17	9	68	1	2,54(2,86)	-0,05(-0,05)	68	1	52,59	0,610	32,4
55,63	0,30	22	59	-	1,36(1,12)	0,37	140	1	55,66	0,216	-43,7
57,44	0,86	-	500	-	15(8)	-6,9	1360	1	57,30	3,594	1040
58,84	0,72	-	1100	-	6,5(7,6)	-0,20(-0,24)	240	0	59,22	0,85	-141
59,22	1,09	133	191	-	-	-	-	-	62,70	0,85	-4250
63,08	0,15	111	155	-	1,96(1,18)	0,82	400	1	63,16	0,13	-54,4
65,71	2,26	74	137	1	12,6(12,1)	0,20(0,24)	128	0	65,75	1,4	-127
66,57	0,15	-	180	-	2,62(1,21)	-1,1	200	1	66,75	0,257	1355
74,05	0,55	32	71	1	2,6(2,5)	0,86(0,92)	76	1	74,19	0,58	92
74,95	3,84	84	147	1	22,0(21,8)	-2,60(0,92)	152	1	74,97	3,84	148
78,35	0,02	-	180	-	-	-	-	-	78,60	0,002	50
81,76	0,67	-	2050	-	2,84	-2,8	1660	07	81,10	0,474	1950
82,68	0,08	-	70	-	82,67	0,29(0,36)	62	17	83,62	0,036	-74,3
83,52	0,13	-	1750	-	-	-	-	-	85,60	2,35	-1916
85,32	3,02	-	2300	-	33,4	2,8	2640	07	85,60	-	-
85,48	1,27	17	85	-	3,10(2,54)	0	52	17	85,40	0,24	48,3
90,75	1,93	9	60	1	2,70(2,90)	-0,93	52	1	-	-	-
92,97	0,11	9	57	-	-	-	-	-	-	-	-
95,36	0,32	37	98	-	-	-	-	-	-	-	-
96,49	0,68	1670	1700	-	-	-	-	-	-	-	-

ными и должны уточняться на основе метода наименьших квадратов для всего интервала, можно указать определенные качественные закономерности:

1) знаки коэффициентов β_k^f для последовательных уровней одного спина чередуются; это означает, что должны чередоваться подъемы и провалы в области интерференционных минимумов в сечении для данного спина;

2) величины коэффициентов β_k^f (и d_k^f) коррелируют с вкладом в сечение от фона широких резонансов. Если чередование знаков β_k^f определяется правилом сумм ($\sum_k \beta_k^f = 0$), то корреляция непосредственно связана с взаимодействием узких компаунд-резонансов с промежуточными структурами в делении.

Л и т е р а т у р а

1. "Neutron Cross Sections". BNL-325 (2-nd ed.), Suppl. 2, 1965.
2. D e r g l e n H. et all. Nuclear data for Reactors. Proc. Conf. Nuclear Data in Paris, 1966 (IAEA, Vienna, 1967), 2, p.195.
3. A v g h a n M. Nuclear data for Reactors. Proc. Conf. Nuclear Data in Paris, 1966 (IAEA, Vienna, 1967), 2, p.195.
4. S h u n k E.R., B r o w n W.K., L a B a u c h e R. Neutron Cross Sections Technology. Proc. Conf. Nucl. Data, Washington, 1966, 2, p. 979.
5. И г н а т ь е в К.П., К и р п и ч н и к о в И.В., С у х о р у ч к и н С.И. - АЭ, 1964, 16, 110.
6. A d l e r F.T., A d l e r D.B. Neutron Cross Sections Technology. Proc. 2-nd Conf. Nucl. Data, Washington, 1968, 2, p. 967.
7. V o g t E. - Phys. Rev., 1960, 118, 724.
8. К и р п и ч н и к о в И.В., И г н а т ь е в К.Г., С у х о р у ч к и н С.И. - АЭ, 1964, 16, 211.
9. F a r g e l J.A. - Phys. Rev., 1968, 165, 1371.

ВЛИЯНИЕ ЭФЕКТА ДОПЛЕРА НА ФОРМУ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ

С.А.Бирюков, В.С.Зенкевич, В.С.Курило, С.С.Москалев
(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова ГК АЭ СМ СССР)

На нейтронном спектрометре по времени пролета, использующем в качестве источника нейтронов ускоритель электронов ИАЭ, измерено полное сечение образца окиси $Pu^{239}O_2$ с примесью Pu^{240} при комнатной и атомной температурах. Проведено сравнение результатов эксперимента с теорией Лэмба.

The total cross-section of plutonium oxide ($\text{Pu}^{239}\text{O}_2$ with Pu^{240}) was measured on the time of flight neutron spectrometer for the room and liquid nitrogen temperatures. The electrons linear accelerator of IAE was used as the source of neutrons. The experimental results were compared with the Lamb's theory.

Для получения информации о параметрах ядерных уровней необходимо правильный учет теплового движения ядер исследуемого образца. Для связанных в кристалле ядер такой учет осложняется необходимостью знания спектра собственных колебаний, являющегося индивидуальным свойством той решетки, в которой помещается исследуемое ядро. Если же естественная форма линии уже установлена, то, наблюдая искажения ее в различных кристаллических решетках, можно получить информацию о спектрах фононных возбуждений в них, а следовательно, и о характере химической связи атомов исследуемых веществ. В работе Лэмба [1] получены аналитические выражения для формы резонансной линии в предельных случаях слабой и сильной связи атома в кристаллической решетке образца.

Экспериментальной проверке выводов, сделанных в этой работе, посвящены исследования [2 - 4]. Показано, что в ряде случаев, являющихся по Лэмбовской оценке промежуточными, влияние теплового движения ядер на форму резонансной линии существенно отличается от доплеровского уширения уровня свободного ядра. В работе [4] на основании сравнения экспериментально полученной формы линии ядра металла для металлического и окисного образцов делаются выводы относительно характера движения атомов металла в окислах.

В данной работе исследуется форма резонансной линии уровня ядра Pu^{240} ($E_0 = 1,056$ эв), связанного в решетке окиси, при комнатной и азотной температурах. Такой выбор объекта для изучения влияния кристаллической связи на форму резонансной линии продиктован тем, что малое значение резонансной энергии, большая масса ядра и высокая дебаевская температура, характерная для окисей, приводят к выполнению условия сильной связи по Лэмбу ($\beta^2/\rho\epsilon \approx 10$) уже при комнатной температуре образца.

В данном эксперименте определялось полное сечение взаимодействия нейтронов с образцом в энергетической области 0,15 - 30 эв

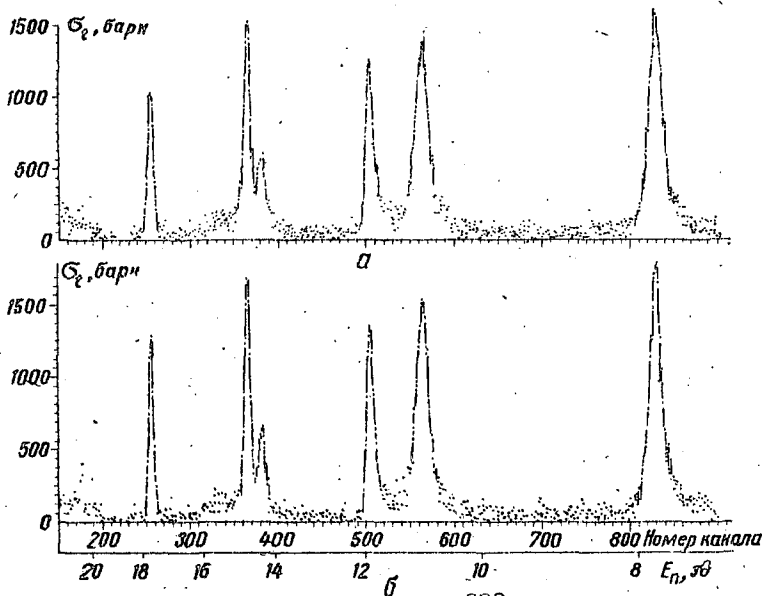


Рис.1. Зависимость полного сечения Ra^{239} от энергий нейтронов при двух температурах образца:
 а) $T = 293^{\circ}K$; б) $T = 100^{\circ}K$. $t_{зад} = 220$ мксек; $\tau_k = 0,25$ мксек.

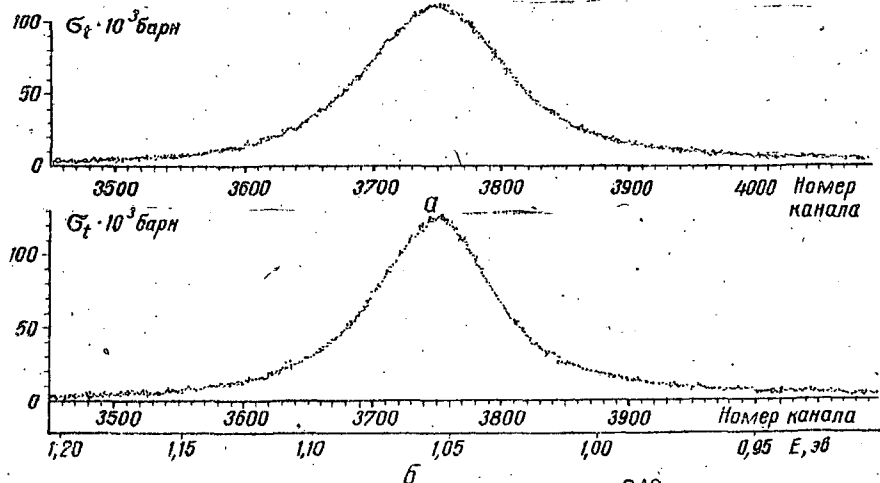


Рис.2. Зависимость полного сечения образца Ra^{240} с $\eta = 1,14 \cdot 10^{-5}$ ат Ra^{240} от энергии при двух температурах: а) $T = 293^{\circ}K$; б) $T = 100^{\circ}K$; $t_{зад} = 220$ мксек; $\tau_k = 0,25$ мксек; $L = 16,49$ м.

Измерения проводились на нейтронном спектрометре методом времени пролета на базе с пролетным расстоянием ~ 15 м. Источником нейтронов служил линейный ускоритель электронов ИАЭ [6].

В качестве детектора нейтронов использовались литиевые сцинтилляционные стекла [6] толщиной 3 мм. Измерения проводились с двумя образцами PuO_2 в виде диска диаметром 100 мм с содержанием Pu^{240} $n_1 = 0,52 \cdot 10^{-5}$ и $n_2 = 1,14 \cdot 10^{-5}$ ат/барн. Образец помещался в вакуумированный криостат. Оценка суммарной энергетической ширины функции разрешения для энергии нейтронов 1 эв дает значение 6 – 7 Мэв, что удовлетворяет требованию хорошего разрешения, необходимому при анализе по форме. Допустимая скорость счета в канале временного анализатора определялась из условия, чтобы точ-

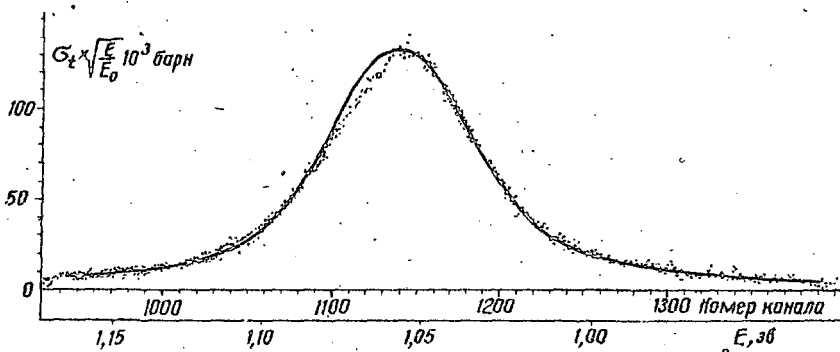


Рис.3. Зависимость полного сечения образца Pu^{240} с

$$n = 0,52 \cdot 10^{-5} \text{ ат } Pu^{240} \text{ от } t_{зад} = 732 \text{ мксек.}$$

$$\tau = 0,25 \text{ мксек, } L = 14,5 \text{ м, } \sigma_{барн} = 293 \text{ } ^\circ K.$$

ность результатов после введения поправки на просчеты определялась статистической точностью. В максимуме резонанса поправка не превышала 3%. Величина полного нейтронного фона измерялась резонансными фильтрами J_n (1,44 эв) и Ag (5,2 эв) и составляла 3 – 6% в различных сериях измерений. В окончательный результат измерений с первым образцом ($n_1 = 0,52 \cdot 10^{-5}$ ат Pu^{240} /барн) вводилась полученная из дополнительных измерений поправка на неоднородность образца, величина которой в максимуме резонанса при 1,056 эв составила 15%.

Результаты обработки экспериментальных данных показаны в виде кривых $\sigma_2(E)$ на рис.1, 2 и $\sigma_2 \times \sqrt{E/E_0}$ (рис.3). Статистический разброс точек на крыльях резонансов составляет около 1,5% по пропусанию.

Анализ экспериментальных кривых (рис.1) показывает, что охлаждение образца жидким азотом увеличивает экспериментально наблюдаемое сечение более чем на 12% для резонансов Pu^{239} в области 7 - 20 эв. Аналогичное поведение резонанса Pu^{240} при 1,056 эв (уменьшение полуширины резонанса более чем на 15%), а также сравнение его формы с расчетными кривыми, построенными в приближениях свободного ядра, слабой и сильной связи по Лэмбу, показывает, что предположение о наличии сильной связи не подтверждается экспериментом.

Наилучшее согласие с экспериментом по максимуму и полуширине дают кривые, построенные в приближении слабой связи с $\Gamma_{эфф} = 340^\circ K$ ($\Gamma = 30$ Мэв), и свободного ядра при $\Gamma = 32,4$ Мэв (последняя кривая изображена на рис.3). Полного согласия с экспериментом не наступает вследствие имеющегося систематического искажения формы линии типа смещения максимума резонанса в сторону низких энергий, которое, видимо, является проявлением фонного спектра решетки окиси плутония.

Значительный интерес представило бы сопоставление результатов описанных измерений с результатами измерений с металлическим Pu^{240} . По оценке, ситуация с металлическим образцом должна для указанного резонанса отвечать промежуточному случаю.

Л и т е р а т у р а

1. Lamb W.E. - Phys. Rev., 1939, 55, 190.
2. Jackson H.E., Bollinger L.M., Cote R.E. - Phys. Rev. Lett., 1962, 6, 4, 187.
3. Jackson H.E., Lynn J.E. - Phys. Rev., 1962, 127, 461.
4. Egelsstaff P.A., Holt G. Inelastic Scattering of Neutrons In Solids and Liquids, IAEA, 2, Vienna, 1963
5. Воронков Р.М. и др. - АЭ, 1962, 13, 4, 327.
6. Герасимов В.Ф., Зенкевич В.С., Москалев С.С. - АЭ, 1970, 28, 2, 120; Орлов Н.Ф. и др. Лягушковые сцинтиллирующие стекла для регистрации нейтронов. Препринт ИАЭ-2034. М., 1970.

РАЗДЕЛ I. ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

С.М.Зарицкий, М.Н.Николаев, М.Ф.Троянов. Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов	5
П.П.Благоволин. О потребностях в ядерных данных при определении кампании тяжеловодного реактора с естественным ураном	14
А.А.Абагян, А.А.Дубинин, А.П.Суворов. Потребности в ядерных данных для расчета защиты реакторов	18
Ю.Ф.Чернилин. Ядерные данные для термоядерных установок.	25
Г.Б.Ляшков. Ядерные данные для системы гарантий	40
В.М.Чечеткин. Нуклеосинтез далеких трансурановых элементов	50

РАЗДЕЛ II. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Е.Л.Ядровский, С.Д.Ниледвин, С.И.Гришанова, Н.Н.Титаренко. Нуклонные ширины уровней в модели оболочек и метод сильной связи каналов	55
А.А.Лукьянов. Схема параметризации ядерных сечений с учетом связи каналов	59
И.Ф.Барчук, Г.В.Белых, В.И.Гольяшкин, А.В.Мурзин, А.Ф.Огородник. Корреляция и антикорреляция приведенных вероятностей переходов $b(l, \gamma)$ и (d, p) реакциях для ядер с $A \leq 81$	65
Ю.Н.Шубин, В.С.Ставинский. Спектры и угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов	72
В.М.Коломиец. Возбуждение входных состояний в реакциях с нейтронами	75

С.И.Дроздов. Модель входных состояний в теории ядерных реакций.....	85
А.В.Игнатюк. Влияние оболочечной структуры одночастичного спектра на поведение радиационных ширин	89
А.Г.Довбенко, А.В.Игнатюк. Статистическое описание спектров неупруго рассеянных нейтронов	94
В.П.Алфименков. Ориентированные мишени и поляризованные нейтроны в нейтронной физике	99
Ю.А.Александров, А.М.Балагуров, Л.И.Василенко, Т.А.Мачехина, Г.С.Самосват. Изучение взаимодействия между нейтроном и электроном на импульсном быстром реакторе ОИИИ.	103
В.В.Голиков, В.И.Лушиков, Ф.Л.Шапиро. Извлечение ультрахолодных нейтронов из реактора	112
А.В.Антонов, Во Дак Банг, А.И.Исаков, Ю.А.Меркульев. О применении жидкого водорода в качестве источника холодных нейтронов	119

РАЗДЕЛ III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Г.В.Мурадян, Ю.В.Адамчук, Ю.Г.Щепкин. Измерение полного сечения свинца в резонансной области энергий	124
Ю.В.Адамчук, Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин. Исследование нейтронных ширин и орбитального момента налетающего нейтрона уровней $Cd-121$ $Sb-123$	128
Ю.Г.Щепкин, Г.В.Мурадян, Ю.В.Адамчук. Нейтронные резонансы $Cd-112$	132
Э.Н.Каржавина, А.Б.Попов. Нейтронные резонансы изотопов $Sm-147$ и 149	135
В.Ф.Герасимов, В.С.Зенкевич, С.С.Москалев, Д.А.Марков, А.В.Херувимов. Полное нейтронное сечение бериллия	140
А.А.Бергман, Д.К.Каишов, В.А.Конкс, С.А.Романов. Радиационный захват нейтронов изотопами рения	144
А.А.Бергман, С.А.Романов, А.Е.Самсонов. Измерения сечений захвата нейтронов в галлии	149
Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, В.Г.Семенов, М.Стэмпиньски, М.Флорек, В.И.Фурман. Полные α -ширины нейтронных резонансов	151
И.Вильгельм, Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски, М.В.Фронтасьева. Распределение парциальных α -ширин нейтронных резонансов	155

В.И.Фурман, Ю.П.Попов. Анализ реакции (n, α) в рамках опти- ческой модели.	159
Ю.П.Попов, К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, В.Г.Семенов, М.Стэм- пиньски, М.Флорек. Аппаратура для исследования реак- ции (n, α)	165
Ю.А.Немилов, Ю.Н.Трофимов. Функции возбуждения реакций $^{27}\text{Al}(n, p)$, ^{27}Mg и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ ^{24}Na	169
В.Е.Аблесимов, Е.К.Бонюшкин, А.П.Моровов. Сечение реакции C^{12} (n, p) B^{12} вблизи порога	173
В.П.Вертебный, А.И.Кальченко, М.В.Пасечник. Плотность уровней составных ядер в области $A=130-200$ и другие ядерные свойства	176
В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.В.Колотый, М.В.Пасечник, В.А.Пшеничный, Ж.И.Писанко, В.К.Ру- дзин. Исследование взаимодействия медленных нейт- ронов с изотопами ряда элементов в области массовых чисел 168-192	181
С.И.Сухоручкин. Дальние корреляции в расстояниях между нейтронными уровнями как возможное следствие корреля- ций одночастичных ядер	189
О.И.Сумбаев, А.И.Смирнов, Л.Н.Кондурова. Об отклонениях распределения γ -линий по энергиям от статистически ожидаемых	201
С.П.Боровлев, С.И.Сухоручкин. Отклонения от статистичес- ких распределений в положениях нейтронных уровней средних и тяжелых ядер	206
О.А.Сальников, Г.Н.Ловчикова, Г.В.Котельникова, Н.И.Фе- тисов, А.М.Труфанов. Дифференциальные сечения реак- ций (n, n'), ($n, 2n$) и ($n, 2n$) для ядер Mn , Co и Bi	214
Б.В.Журавлев, Н.В.Корнилов, В.И.Пляскин, О.А.Сальников. Спектры неупруго рассеянных нейтронов и плотность ядерных уровней	219
В.И.Подов, В.И.Трыкова. Упругое и неупругое рассеяние нейтронов с начальной энергией 4,37 Мэв.	223
Ш. Дароци, П.Райч, Й.Чикал. Сечение реакций U^{238} ($n, 2n$) при энергии нейтронов 14,4 Мэв и его связь с проб- лемой международных гарантий	228
З.Бедри, Й.Чикал. Суммарное сечение реакций ($n, 2n$) для элементов при энергии нейтронов 14 Мэв	232

И. Ангелл, И. Чикаи. Зависимость полных сечений от энергии нейтронов и атомного числа	236
Е. Барутчугил, Ни Юкас, М. Варнадь, Ш. Надь, И. Чикаи. Угловые распределения осколков деления U и Th вблизи порога реакции $(n, 2n, f)$	240
Д. Зелигер, К. Зейдель, Д. Вольфарт. Исследование механизма неупругого рассеяния 14 Мэв нейтронов на легких и средних ядрах	243
М. В. Пасечник, И. А. Корж, И. Е. Кашуба. Энергетическая и изотоп-спинная зависимость оптического потенциала из данных по рассеянию нейтронов	253
И. А. Корж, Т. А. Косыжк, В. А. Мищенко, М. В. Пасечник. Н. М. Правдивый, И. Е. Санжур. Исследование поляризации при упругом рассеянии нейтронов с энергией 1,5 Мэв ядрами среднего веса	262
В. М. Морозов, Ю. Г. Зубов, Н. С. Лебедева. Упругое рассеяние нейтронов на $Pb-208$ и оптическая модель ядра	267
А. Н. Домин, Д. М. Каминкер, Г. Н. Попова, В. А. Смолин. Полные нейтронные сечения для изотопов титана, хрома и меди	273
М. В. Пасечник, М. Б. Федоров, Т. И. Яковенко. Анализ данных по рассеянию нейтронов с энергией 2,9 Мэв на изотопах никеля	277
М. В. Савин, И. Н. Парамонова, Ю. А. Хохлов, В. А. Чиркин. Изучение реакций $(n, n' \gamma)$ на линейном ускорителе электронов	282
А. И. Абрамов, В. Я. Китаев, Ю. Я. Стависский, М. Г. Юткин. Измерение спектров фотонейтронов из реакций $Fe^{56}(\gamma, n)Fe^{55}$ вблизи порога	289

РАЗДЕЛ IV. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев, Ю. С. Прокопец, А. А. Метлев, Ю. Я. Стависский. Абсолютные измерения λ для $U-235$ и $Pu-239$ в области энергий нейтронов 10 кэв- 1 Мэв.	293
А. А. Бергман, А. Н. Медведев, А. Е. Самсонов, Ю. Я. Стависский, В. А. Толстикова, В. Б. Челноков. Исследование параметра λ для $Pu-239$	297
В. Н. Кононов, Е. Д. Полетаев, Ю. С. Прокопец, А. А. Метлев, Ю. Я. Стависский. Метод измерения величины λ	301

Г.В.Мурадян, Т.А.Мостовая, В.И.Мостовой, Ю.Г.Щенкин. Прямое измерение отношения сечения захвата к сечению деления $Pu-239$ в области энергий нейтронов 1-3000 эв	309
П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтыпин, Ю.Д.Молчанов, Г.Б.Янков. Измерение отношения сечения захвата к сечению деления для $U-235$	314
В.Г.Двухшерстнов, Ю.А.Казанский, В.М.Фурманов. Измерения величины альфа для $U-235$ и $Pu-239$ на пучке нейтронов с энергией 2 кэв	319
Ю.Г.Паниткин, Ю.Я.Стависский, В.А.Толстиков. Радиационный захват нейтронов $U-238$ в диапазоне энергий 0,024-1,1 Мэв	321
В.И.Иванов, И.П.Маркелов, В.А.Толстиков. Сечения радиационного захвата и некоторых $n, 2n$ реакций для тяжелых элементов на спектре нейтронов активной зоны реактора БР-5 (UC)	325
М.В.Савин, Ю.А.Хохлов, И.Н.Парамонова, В.А.Чиркин. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ при делении $U-238$ быстрыми нейтронами	328
П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрошенко, В.А.Шлгин. Угловые распределения осколков и сечение деления $U-238$ нейтронами вблизи порога	333
И.М.Кукс, В.И.Матвиенко, Ю.А.Немцов, К.А.Петраки, Ю.А.Селяцкий, В.Б.Фунштейн. Измерение сечения деления $U-238$ нейтронами 2,5 Мэв при определении потока нейтронов методом сопутствующих частиц	337
Е.А.Жагров, В.Т.Ипполитов, Ю.А.Немцов, Ю.А.Селяцкий В.Б.Фунштейн. Особенности деления радия	341
А.А.Лукьянов. Многоуровневый анализ сечения деления $Pu-239$ в резонансной области	346
С.А.Бирюков, В.С.Зенкевич, В.С.Курило, С.С.Москалев. Влияние эффекта Доплера на форму резонансной линии	350

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть I

(Материалы Всесоюзного совещания.
Киев, 24-28 мая 1971 г.)

Печатается по постановлению ученого совета
Института ядерных исследований АН УССР

Редактор Л.А. Левчук
Технический редактор А.А. Якубенко
Корректор С.В. Лисицина

БФ 01807. Зак. № 786. - Изд. №207И. Тираж 500. Формат бумаги
60x84 1/16. Печ. физ. листов. 22,5. Уч.-изд. листов 20,32.
Условн. печ. листов 21,39. Подписано к печати 26.X.1972г.
Цена 1 руб. 22 коп.

Издательство "Наукова думка". Киев, Репина, 3.

Киевская книжная типография № 5. Киев, Репина, 4.

1 руб. 22 коп.

„Наукова думка“ • КИЕВ • 1972