



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АКАДЕМИЯ НАУК УССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
АН УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

ТОМ 3

МОСКВА — 1984

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Академия наук СССР

Академия наук УССР

Институт ядерных исследований АН УССР

Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 2-6 октября 1983 г.

Том 3

Москва - 1984

DISCLAIMER

**Portions of this document may be
illegible in electronic image products.
Images are produced from the best
available original document**

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Клев, 2-6 октября 1983 г. Т.3. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. - 460 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало около 300 чел., из них 18 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов, которые заслушаны на пленарных заседаниях и в секциях:

Секция I. Потребности в ядерных данных. Методы оценки ядерных данных.

Секция II. Теория нейтронных реакций.

Секция III. Физика деления атомных ядер.

Секция IV. Ядерные данные делящихся изотопов, трансактинидов и осколков деления.

Секция V. Свойства нейтронных резонансов.

Секция VI. Ядерные данные доактинидных нуклидов.

Секция VII. Нейтронная физика и фундаментальные проблемы атомного ядра.

Секция VIII. Экспериментальные методы нейтронной физики.

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Проведение очередной конференции предполагается в 1985 г.

Главный редактор Б.Д.Кузьминов

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам.главного редактора), В.В.Возяков (ответственный секретарь), В.Н.Маножин, Н.П.Чижова

С

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1984

Секция У*

СВОЙСТВА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ (Продолжение)

Председатели: Ю.П.Попов
В.П.Вертебный

Секретарь: А.П.Мурзин

СПЕКТРЫ ДВУХКВАНТОВЫХ γ -КАСКАДОВ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНА ЯДРАМИ ^{144}Nd , ^{165}Dy И ИХ СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

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

(ОИЯИ)

Измерены спектры γ -квантов двухквантовых каскадов, заселяющих ряд низколежащих уровней ядер ^{144}Nd и ^{165}Dy . Показано, что форма спектра для ^{144}Nd удовлетворительно описывается в рамках статистической теории γ -распада. Для спектров ^{165}Dy найдено заметное расхождение со статистической теорией.

The γ -spectra are measured of the two-quanta cascades populating some low-lying states in ^{144}Nd and ^{165}Dy . The shape of γ -spectrum of ^{144}Nd is shown to be satisfactorily described in the frame of the γ -decay statistical theory. At the same time one observed a noticeable disagreement of ^{165}Dy γ -spectra with the statistical theory.

Для расширения возможностей исследования механизма γ -распада состояний, возбуждаемых захваченным нейтроном в тяжелых ядрах, в частности изучения γ -каскадов, а также структуры возбужденных состояний до энергии ≥ 4 МэВ предложен метод выделения двухквантовых каскадов путем построения спектров сумм амплитуд совпадающих импульсов (САСИ) Ge(Li)-детекторов [1]. Измеренные по этому способу спектры САСИ для ^{144}Nd и ^{165}Dy представлены на рис.1,2. Примеры дифференциальных спектров (ДС) - спектров одного детектора, полученных только из тех кодов амплитуд, которые в сумме с кодами от другого детек-

* Начало см. в т.2.

тора попадают в пики спектра САСИ, представлены на рис.3,4. Значения энергий (кэВ) для части переходов нанесены на рисунках над пиками.

С высокой степенью точности для всех ДС выполняется [1] условие: каждому каскаду из двух β' -переходов с заданной суммой их энергий соответствует два пика с очень малой ($< 1\%$) долей непрерывного распределения. После учета эффективности детекторов экспериментальные ДС могут непосредственно сравниваться с расчетами, выполненными на основе различных предположений о плотности уровней ядер и об энергетической зависимости парциальных гамма-ширин.

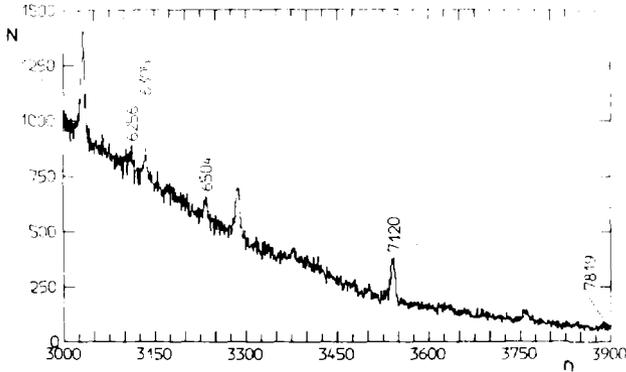


Рис.1. Спектр САСИ для ^{144}Nd . Над пиками нанесены значения энергий каскадов, кэВ

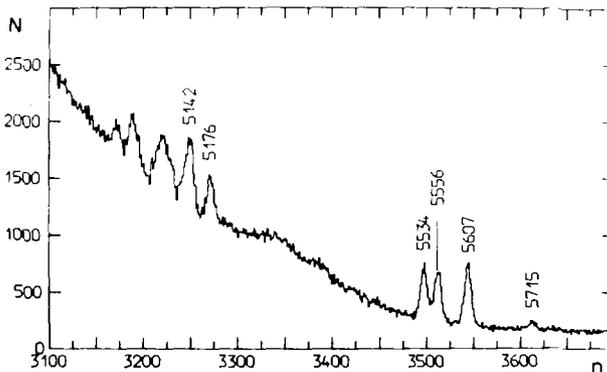


Рис.2. Спектр САСИ ^{165}Dy

Форма ДС, примеры которых приведены на рис.3,4 была рассчитана при описании плотности уровней формулой, представленной в [2], со значениями параметров, приведенных там же для момента инерции, равного половине твердотельного.

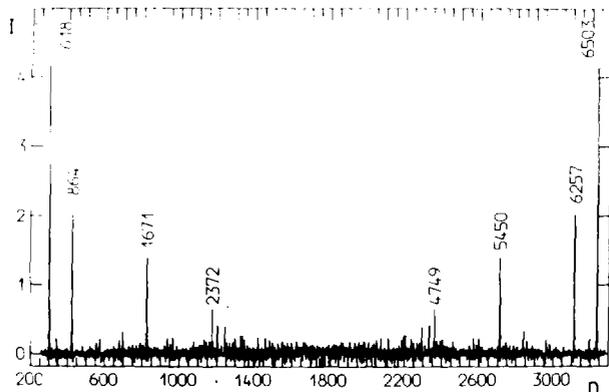


Рис.3. ДС, соответствующий пику 7120 кэВ спектра САСИ для ^{144}Nd

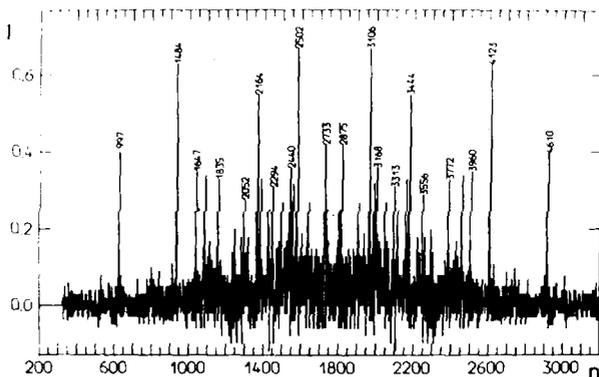


Рис.4. ДС, соответствующий пику 5607 кэВ спектра САСИ для ^{165}Dy

Энергетическая зависимость для переходов разной мультипольности l в ^{165}Dy принята в виде $\sim E\gamma^{2l+1}$. Для ^{144}Nd энергетическая зависимость EI -переходов описывалась зависимостью, предложенной в рабо-

те [3], которая хорошо согласуется с известными экспериментальными данными. (Подобная зависимость не улучшает описание формы ДС для ^{165}Dy .) На рис.5 представлены графики нарастающих сумм экспериментальных (точки) и теоретических (кривые) ДС, нормированных на площадь $S = 100$.

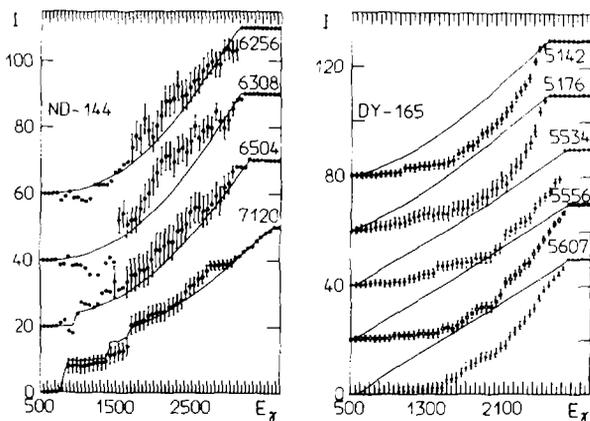


Рис.5. Нарастающие суммы ДС в зависимости от энергии E_γ (кэВ) одного из γ -переходов

Из-за симметрии спектров суммы вычислены только для половины ДС. Для удобства спектры смещены друг относительно друга на $\Delta I = 20\%$. Энергии каскадов (кэВ) нанесены на рисунке. Видно, что теоретические ДС в ^{144}Nd значительно лучше согласуются с экспериментом, чем в ^{165}Dy . В ядре ^{165}Dy при энергии $E_\gamma < 2$ МэВ экспериментальные спектры значительно менее интенсивны, чем теоретические. Экспериментальные значения абсолютного выхода (в % на захват) $I_{\gamma\gamma\epsilon}$ и соответствующие расчетные значения $I_{\gamma\gamma\tau}$ представлены в таблице.

	$\sum E_\gamma$	7819	7120	6504	6306	6257	
^{144}Nd	$I_{\gamma\gamma\epsilon}$	$3,7 \pm 1,1$	$31,9 \pm 2,6$	$7,3 \pm 1,4$	$3,9 \pm 1,0$	(2,8)	
	$I_{\gamma\gamma\tau}$	1,4	11,2	5,1	6,0	2,6	
	$\sum E_\gamma$	5715	5607	5556	5534	5176	5142
^{165}Dy	$I_{\gamma\gamma\epsilon}$	(1,8)	$11,0 \pm 1,9$	$11,5 \pm 2,5$	$9,8 \pm 2,3$	$7,4 \pm 2,5$	$12,7 \pm 4,8$
	$I_{\gamma\gamma\tau}$	0,002	2,8	2,6	2,3	4,8	2,1

Наблюдаемое отклонение формы экспериментального ДС от предсказываемого обусловлены усилением интенсивности каскадов с энергией переходов в области 2–3 МэВ. Качественное объяснение данного эффекта может быть сделано на основании того, что для деформированных ядер среднее расстояние между одночастичными уровнями с одинаковыми значениями K составляет также величину порядка 2–3 МэВ. По-видимому, теория, описывающая γ -распад деформированных ядер через высоковозбужденные состояния, должна учитывать фрагментацию одночастичных уровней. Определенное подтверждение заключению об усилении каскадов с энергией первичного γ -перехода 2–3 МэВ дает рис. 6, где приведены распределения абсолютной интенсивности каскадов, разрешенных в эксперименте и частично размещенных в схеме уровней.

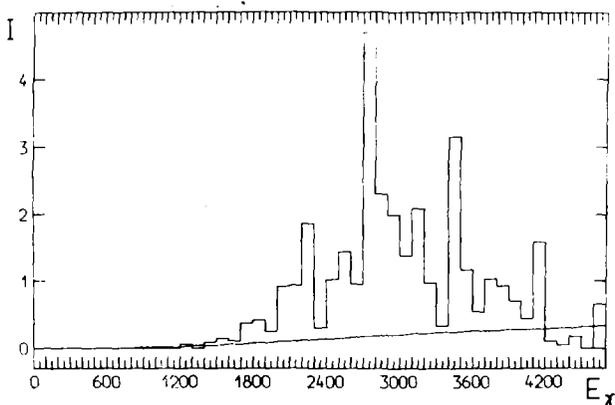


Рис. 6. Экспериментальная (гистограмма) и расчетная (кривая) средние интенсивности каскадов в зависимости от энергии первичного γ -перехода

Неразмещенные в схеме переходы включены в набор в предположении, что первичный переход имеет большую энергию. Видно, что в районе $E_{\gamma} = 2-3$ МэВ действительно наблюдается усиление интенсивности каскадов.

Список литературы

1. Богдзель А.А. и др. ОИЯИ, Р15-82-706, Дубна, 1982.
2. Dilg W. e.a. Nucl.Phys., 1974, A217, p.269.
3. Каменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ОИЯИ, Р4-82-210, Дубна, 1982.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛОВОЙ РАДИАЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА ^{155}Gd
НА ОСНОВАНИИ ДАННЫХ ИЗ РЕАКЦИИ $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$

Ф.Бачварж, Я.Гонзатко, М.Крелик, Мария-Элена Монтеро-Кабрера,
Нгуен Данг Ньян, С.А.Тележников

(ОИЯИ)

С помощью оригинальной методики определена силовая радиационная функция ядра ^{155}Gd в районе энергий γ -квантов 6 МэВ. Полученное значение $S_{\gamma} = (0,83 \pm 0,17) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}$ хорошо согласуется с теорией.

The radiation strength function of ^{155}Gd in a region of γ -ray energies near 6 MeV was determined using an original method. The value $S_{\gamma} = (0,83 \pm 0,17) \cdot 10^{-7} \text{ MeV}^{-3}$ obtained is in a good agreement with theory.

Получение информации о силовой радиационной функции S_{γ} для ядра ^{155}Gd представляет интерес по двум причинам:

а) для области массовых чисел $A = 150+167$ не было до сих пор никакой информации о значении S_{γ} ;

б) для сферических и переходных ядер с массовыми числами $A = 144+150$ экспериментальные значения S_{γ} в 2-4 раза ниже теоретических значений, в то время как для деформированных ядер с массовыми числами $A \geq 168$ между теорией и экспериментом нет заметных расхождений.

Для определения S_{γ} нами разработан специальный метод абсолютизации интенсивностей гамма-переходов, с помощью которого абсолютизированы интенсивности, полученные в нашей работе по реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma) \text{ [1]}$. Метод заключается в количественном сопоставлении двух спектров по времени пролета, полученных в условиях, когда образец содержит одновременно бор и изучаемый изотоп. Первый спектр представляет собой выход гамма-квантов некоторого выделенного перехода в изучаемой реакции. Второй спектр является выходом гамма-квантов, принадлежащих распаду возбужденных ядер лития-7, т.е. распаду продуктов реакции $^{10}\text{B}(n, \gamma)$. "Резонансный провал" в этом спектре содержит информацию о числе нейтронов, захваченных изучаемым изотопом.

Измерения проводились на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30, работающего в бустерном режиме. Образец состоял из слоя окиси Gd, обогащенной до 63% по изотопу ^{154}Gd , и слоя B_4C .

Влияние процесса многократного рассеяния нейтронов при определении абсолютной интенсивности было учтено с использованием метода Монте-Карло. При разыгрывании отдельных событий учитывались наличие потенциального рассеяния на всех элементах, входящих в состав мишени, резонансное рассеяние на ^{154}Gd , а также процессы (n, α) на ^{10}B и (n, γ) . Корректным образом воспроизводилась полная кинематика процесса рассеяния с учетом теплового движения ядер.

При сопоставлении двух спектров по времени пролета были приняты специальные меры для корректного учета влияния мгновенного мертвого времени электронной системы. Учтены также искажения формы линий в амплитудных спектрах, вызванные большими мгновенными перегрузками в линейном тракте, и искажения формы резонансов, вызванные влиянием функции разрешения импульсного реактора.

Полученные спектры по времени пролета показаны на рис. I. Для перехода 5984 кэВ из резонанса 22,33 эВ в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$ было получено значение интенсивности $I_{\gamma} = 0,0265 \pm 0,0015$ γ -кванта/захваченный нейтрон. На основании этого значения и наших данных по относительным интенсивностям в реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)$ были определены значения абсолютных интенсивностей переходов мультипольности E1 из I5 резонансов на 8 уровнях ядра ^{155}Gd .

Для интервала энергий γ -квантов $E_{\gamma} = 5434 \pm 6435$ кэВ этот набор интенсивностей приводит к оценке среднего значения силовой радиационной функции $\bar{S}_{\gamma} = (0,83 \pm 0,17) \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}$.

Основной вклад в ошибку силовой функции дают остаточные портер-томазовские флуктуации и неопределенность в значении среднего расстояния между резонансами: 13 и 15% соответственно. Влиянием всех остальных ошибок можно пренебречь.

Полученный результат хорошо совпадает с теоретическим значением силовой функции, вычисленным для средней энергии исследуемого интервала энергий. Это значение равно

$$S_{\gamma}(\bar{E}_{\gamma}) = 0,90 \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-3}.$$

Оно было рассчитано на основании следующих предположений:

- а) справедливости принципа детального равновесия между реакциями (n, γ) и (γ, n) ;
- б) гипотезе Бринка;

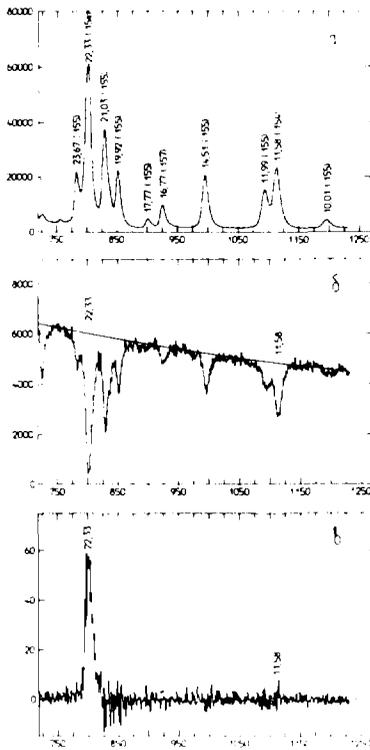


Рис. I. Число зарегистрированных γ -квантов как функция времени пролета нейтрона: а) всех γ -квантов с энергией $E_\gamma > 556$ кэВ; б) дискретных γ -квантов с $E_\gamma = 485$ кэВ из ${}^7\text{Li}^*$; в) дискретных γ -квантов с $E_\gamma = 5984$ кэВ из реакции ${}^{154}\text{Gd}(n, \gamma){}^{155}\text{Gd}$. Шкала по оси χ , в мксек. Показаны изотопическая принадлежность (в скобках) и энергия резонансов в эВ. Плавная кривая иллюстрирует выход γ -квантов из реакции ${}^{100}\text{B}(n, \alpha \gamma)$ при отсутствии резонансного поглощения нейтронов в ${}^{154}\text{Gd}$.

в) предположении о лоренцевской форме гигантского дипольного электрического резонанса (ГДЭР) с энергетически постоянной шириной;

г) спиновой независимости ГДЭР.

При расчете теоретического значения S_γ в качестве параметров ГДЭР брались значения, полученные из измерений фотоядерных реакций на ядрах ${}^{154}\text{Gd}$ и ${}^{156}\text{Gd}$ [2].

На рис. 2 показаны экспериментальные результаты для каждого перехода и теоретическая кривая силовой радиационной функции, полученные нами. Хорошее согласие с теоретическим значением указывает на то, что ранее наблюдаемый недостаток радиационной силы для ядер с массовыми числами $A = 144 + 150$, возможно, является локальным свойством для этой области масс.

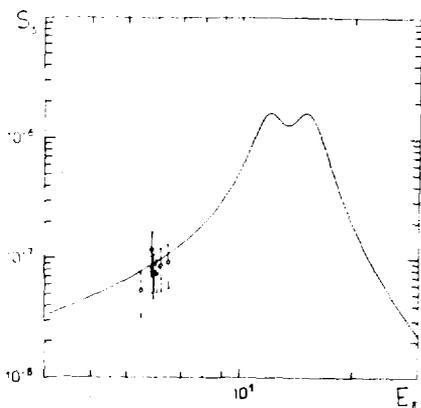


Рис.2. Зависимость S_γ от энергии гамма-перехода для ^{155}Gd , теоретическая кривая и экспериментальные результаты. Единицы S_γ в МэВ^{-3} , энергии γ -квантов в МэВ . Обе шкалы в логарифмическом масштабе

Список литературы

1. Бечварж Ф. и др. - ЯФ, 34, 1159 (1981).
2. Васильев О.В. и др. - ЯФ, 13, 463 (1971).

АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИН В РЕАКЦИИ $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Ф.Бечварж, Гунгх Тхьонг Хьеп, Мария-Элена Монтеро-Кабрера,
С.Поспишил, С.А.Тележников

(ОИЯИ)

Не обнаружено корреляции между приведенными нейтронными ширинами и парциальными радиационными ширинами переходов на уровни полос со структурой $p404\uparrow - n514\uparrow$ и $p404\uparrow - n512\uparrow$.

The correlation between reduced neutron widths and partial radiation widths of the transitions to the levels with the structure $p404\uparrow - n514\uparrow$ and $p404\uparrow - n512\uparrow$ was not observed.

На импульсном быстром реакторе ИБР-30 методом времени пролета измерены спектры гамма-лучей из изолированных резонансов ниже 50 эВ в реакции $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$. После обработки спектров получены относительные интенсивности жестких гамма-переходов.

В настоящей работе проводился анализ корреляции между приведенными нейтронными ширинами резонансов и парциальными радиационными ширинами первичных переходов. Структура нижних уровней ядра ^{176}Lu хорошо изучена [1, 2]. Для поиска корреляций надо выбрать полосы со структурой типа "структура мишени + нейтрон". Есть две полосы такого типа в изучаемом ядре $p404\uparrow - n514\uparrow$ и $p404\uparrow - n512\uparrow$. В качестве второй полосы в [2] предложена полоса, начинающаяся с уровня 641,37 кэВ. Из результатов анализа интенсивностей первичных переходов нами найдено, что уровень 691,47 кэВ заселяется из резонансов с $J^\pi = 3^+$ и 4^+ . Так как этому уровню приписывается значение $J^\pi = 2^-$, можно предположить, что в районе энергии возбуждения 691 кэВ в ^{176}Lu есть два уровня с разными значениями J^π . В корреляционном анализе интенсивности переходов на этот уровень брались только из резонансов с $J^\pi = 3^+$. Никакой достоверной корреляции не было обнаружено.

Для переходов между двухквaziчастичными состояниями в ядрах с двумя неспаренными частицами надо учитывать Ω -запрет [3,4]. В работе [3] приводятся данные по степени запрещения правилами отбора по Ω переходов между нижними состояниями ядер. Вопрос о применимости правил отбора по Ω для переходов из резонансов остается открытым. В анализе корреляций были использованы переходы, запрещенные по Ω . Поэтому отсутствие корреляции можно объяснить тем, что правила отбора по Ω для коррелированной части амплитуд переходов из резонансов еще в определенной мере работают. Однако здесь необходимо дальнейшее накопление экспериментальной информации.

Список литературы

1. Balodis M.K. e.a. Nucl. Phys., 1972, A194, p.305.
2. Dewberry R.A. e.a. Phys.Rev., 1981, C24, p.1628.
3. Andrejtscheff W. Nucl.Phys., 1972, A178, p.563.
4. Schilling K.D. e.a. Nucl.Phys., 1978, A299, p.189.

АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИН В РЕАКЦИИ $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Ф.Бечварж, Гуинх Тхонг Хьеп, Мария-Элена Монтеро-Кабрера,
С.Поспишил, С.А.Тележников

(ОМЯИ)

Найдена корреляция между приведенными нейтронными ширинами и парциальными радиационными ширинами переходов на главы ротационных полос со структурой $p404^+ + n514^+ + n510^+$. Результат можно объяснить в рамках квази-частично-фононной модели.

The correlation between reduced neutron widths and partial radiation widths of the transitions to the heads of the rotational bands with the structure $p404^+ + n514^+ + n510^+$ was observed. This result was accounted for in the frame of the quasiparticle-phonon model.

На импульсном быстром реакторе ИБР-30 методом времени пролета измерены спектры гамма-лучей из изолированных резонансов ниже 50 эВ в реакции $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$. Отдельные гамма-спектры обрабатывались с помощью методики, описанной в [1] с использованием программы LINFIT [2]. Результаты, касающиеся свойств вторичных гамма-лучей, приведены в [3]. После обработки спектров были получены относительные интенсивности большого числа первичных гамма-переходов. Предварительный список первичных переходов в данной реакции приведен в [4].

В настоящей работе приводятся результаты анализа корреляций между приведенными нейтронными ширинами резонансов и парциальными радиационными ширинами первичных переходов $\Gamma_{\lambda\gamma}$. Ввиду масштабной инвариантности коэффициента линейной корреляции ρ вместо величин $\Gamma_{\lambda\gamma}$ использовались относительные интенсивности первичных переходов $I_{\lambda\gamma}$. Для наблюдения такой корреляции на фоне статистических флуктуаций $I_{\lambda\gamma}$ необходимо выполнение некоторых условий:

1. Так как изучаемое ядро находится в области максимума 4S нейтронной силовой функции и переходы типа $E1$ имеют большую интен-

сивность и регистрируются лучше переходов других мультипольностей, корреляция должна быть за счет перехода $4S \rightarrow 3p$.

2. Корреляцию надо искать в полосах со структурой типа "структура мишени + нейтрон". Согласно [5], это следующие полосы в ядре ^{177}Lu : $K_i^{\pm} n[510\uparrow]$; $K_i^{\pm} n[521\downarrow]$ и $K_i^{-} n[512\downarrow]$, где $K_i^{\pi} = 7^{-} [p404\downarrow + n514\downarrow]$. Последнее значение из трех не является чистым, а существует как примесь в вибрационном состоянии, и в анализе корреляций полоса с этим значением не использовалась.

3. Из-за большого спина ядра-мишени кинематические коэффициенты Клебша-Гордана имеют характер сильного подавления для членов полос выше их главы. Переход на главу полосы дает вклад $\sim 87\%$.

4. Полосы со структурой $K_i^{\pm} n[521\downarrow]$ находятся на поверхности Ферми, поэтому их "частичность" подавлена. Оценка "коэффициента частичности" для орбиталей $n510\uparrow$ и $n521\downarrow$ с использованием данных из [6] дает $U_3^2 = 0,97$ и $0,017$ соответственно.

В настоящей работе были рассчитаны коэффициенты ρ и методом Монте-Карло определена вероятность случайного наблюдения таких или больших значений этих коэффициентов для двух вариантов: переходы на главы четырех полос типа $K_i^{\pm} n[510\uparrow]$ и $K_i^{\pm} n[521\downarrow]$ и переходы на главы полос с сильной частичностью типа $K_i^{\pm} n[510\uparrow]$. В первом варианте получено значение коэффициента ρ , усредненного по четырем конечным уровням, равное $0,271$ с вероятностью $1,7\%$. Во втором варианте получено значение коэффициента ρ , усредненного по двум конечным уровням, равное $0,599$ с вероятностью $0,06\%$ случайного наблюдения такого или большего значения этого коэффициента.

Высокая достоверность наблюдения корреляции с переходами на заранее выбранные уровни позволяет утверждать, что полученный результат согласуется с выводами из квазичастично-фононной модели.

Список литературы

1. Тележников С.А. - ОИЯИ, Р10-81-358, Дубна, 1981.
2. Becvar F. et al. Nucl.Phys., 1974, A236, p.198.
3. Алдея Л. и др. - ОИЯИ, Р3-10012, Дубна, 1976.
4. Алдея Л. и др. - Нейтронная физика, часть 2, с.286, М., 1977.
5. Michaud B. et al. Helv.Phys.Acta, 1972, v.45, p.93.
6. Гареев Ф.А. и др. - ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.

ИЗМЕРЕНИЕ ДОПЛЕРОВСКОГО УШИРЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ
 ^{238}U В СПЛАВЕ ЗАМЕЩЕНИЯ U-V

Н.К.Дубровин, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, И.И.Сурина

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

В работе измерялось доплеровское уширение нейтронных резонансов ^{238}U на образцах сплава замещения U-V и металлического урана при комнатной ($T = 290^\circ\text{K}$) и гелиевой ($T = 4,2^\circ\text{K}$) температурах. Показано, что доплеровское уширение в охлажденном образце сплава замещения U-V согласуется с теоретическими оценками.

The Doppler broadening of neutron resonances of ^{238}U has been measured for samples of substitution alloy of U-V and metal U at 290 and 4.2°K. The Doppler broadening for a cooled sample of the U-V alloy was proved to be in accord with theoretical estimates.

Доплеровское уширение для многих ядер ограничивает возможность использования высокого разрешения современных нейтронных спектрометров при изучении параметров резонансных уровней. Это заставляет искать пути подавления эффекта Доплера. В работе [1] было предложено использовать охлажденные образцы сплавов замещения для уменьшения доплеровского уширения. На примере измерений с образцами сплавов замещения U-V и U-Ti была подтверждена возможность подавления эффекта Доплера этим путем.

В обычных кристаллах нельзя существенно уменьшить эффект Доплера снижением температуры образца. Величина доплеровского уширения (Δ) определяется выражением

$$\Delta = 2 \sqrt{R \mathcal{E}}, \quad (I)$$

где R - энергия отдачи ядра, а \mathcal{E} - средняя энергия на одну колебательную степень свободы кристалла. При $T = 0$ $\mathcal{E} = \frac{3}{8} \theta$, где θ - дебаевская температура кристалла [2]. Для сплавов замещения с низкой концентрацией исследуемых тяжелых ядер массы M , внедренных в решетку из легких атомов массы m , величина \mathcal{E} меньше, чем для атомов кристалла-решетки в $\sim \sqrt{3(\frac{M}{m} - 1)}$ раз [3]. Используя кристаллы решетки из легких атомов с низкой дебаевской температурой, представляется возможным существенно уменьшить доплеровское уширение для тяжелых атомов примеси. Так, например, доплеровское уши-

рение резонансов урана при низкой температуре в сплаве замещения $U-Na$ с $\theta = 160^\circ K$ должно быть меньше в 3,6 раза по сравнению с минимально возможным в окиси-закиси урана и в 2 раза по сравнению с металлическим образцом урана.

С целью проверки выводов теории для выяснения возможности дальнейшего существенного подавления эффекта Доплера в данной работе проведены измерения доплеровского уширения для сплава замещения $U(3\%)-V^*$ ($\theta = 380^\circ K$, $m = 51$) на нейтронном спектрометре с энергетическим разрешением, на порядок лучшим, чем в работе [1]. Для сравнения и контроля измерены также доплеровские уширения соответствующих резонансов на металлическом образце урана примерно той же толщины (1×10^{-4} ат/барн). Следует отметить, что в данном случае доплеровское уширение на металлическом образце согласно выражению (1) должно практически совпадать с уширением на образце $U(3\%)-V$.

Доплеровские ширины определялись из кривых сечений захвата ^{238}U . Измерения сечения захвата проводились методом времени пролета на 120-метровой пролетной базе импульсного ЛУЭ "Факел" ИАЭ им. И.В.Курчатова. В качестве источника нейтронов использовалась урановая мишень, окруженная составным бериллий-полиэтиленовым замедлителем [4]. Образец охлаждался в гелиевом криостате, который вводился в многосекционный детектор "Ромашка" [5]. Образец находился в вакуумном кожухе криостата и был окружен медным (40 мкм) и многослойным майларовым (40 мкм) экранами, рассеянием нейтронов на которых можно пренебречь. Теплоъем осуществлялся по периметру образца посредством медного хладопровода. Контрольные измерения температуры образца показали, что она близка к 4,2 К. Детектор, регистрировавший акты захвата нейтронов в образце, состоял из 9 светоизолированных кристаллов NaI и имел геометрическую эффективность 84%. Изнутри детектор защищен от рассеянных нейтронов слоем бора-10 (толщиной 1 г/см²). Фон подавлялся за счет отбора событий по кратности. Отбирались события с кратностью выше 2, которые составляли 60% зарегистрированных событий захвата. Измерения проводились для охлажденных ($T=4,2$ К) и тепловых ($T=290$ К) образцов сплава замещения $U-V$ и металлического урана.

*) Получение такого сплава, по-видимому, является проблематичным. Близким по величине интересующего нас эффекта будет сплав ($NaF + UF_4$), который легко можно получить.

Доплеровское уширение извлекалось из экспериментальных результатов путем подгонки к ним расчетной кривой методом наименьших квадратов с учетом толщины образца, разрешения спектрометра и параметров резонансов. Энергетическая неопределенность нейтронного спектрометра ΔE в несколько раз меньше величины доплеровского уширения для каждого резонанса, что обеспечивает низкие величины систематических ошибок.

В таблице приведены расчетные и экспериментальные величины доплеровских уширений резонансов ^{238}U для тепловых и холодных образцов. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими оценками, что дает основание надеяться на существенное подавление эффекта Доплера при использовании образцов с более оптимальными термодинамическими характеристиками.

Таблица

E_0 [эВ]	E [мэВ]	T	образец	Δ расч. [мэВ]	Δ эксп. [мэВ]
6,677	4,2	4,2 K	U-V	23,3	$20 \pm 2,6$
			U	24	$21 \pm 2,4$
		290 K	U-V	55	53 ± 10
			U	55	44 ± 9
20,9	10,7	4,2 K	U-V	41,3	45 ± 5
			U	42,6	54 ± 7
		290 K	U-V	97	95 ± 13
			U	97	95 ± 17
36,8	18,7	4,2 K	U-V	54,8	61 ± 8
			U	56,5	82 ± 17
		290 K	U-V	130	113 ± 13
			U	130	101 ± 17
66,1	34	4,2 K	U-V	73,6	79 ± 8
			U	76	101 ± 15
		290 K	U-V	175	156 ± 28
			U	175	173 ± 19
116,9	61	4,2 K	U-V	97,9	92 ± 10
			U	101	97 ± 16
		290 K	U-V	230	224 ± 34
			U	230	171 ± 46

Список литературы

1. Мостовая Т.А. и др. АЭ , 1978, т.45, с.218.
2. Lamb W. Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 190.
3. Каган Ю.М., Харнов А.П. ЖЭТФ, 1966, т.50, с.1107.
4. Г.В.Мурадян, Д.В.Адамчук, Ю.Г.Шепкин, М.А.Воскнян.
Измерение нейтронных сечений и величины альфа с высокой точностью методом спектрометрии множественности. Препринт ИАЭ - 3769/1, 1982.
5. Г.В.Мурадян, Д.В.Адамчук, Ю.Г.Шепкин, М.А.Воскнян.
Спектрометр множественности для измерения нейтронных сечений. Препринт ИАЭ - 3807/14, 1983.

УРОВНИ ^{128}I , ВОЗБУЖДАЮЩИЕСЯ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ С $E_n \sim 2$ кэВ

Ю.Е.Логоinov, В.В.Мартынов, А.В.Мурзин, Э.И.Федорова
(ИЯИ АН УССР, ЛИЯФ им.Б.И.Константинова)

Представлены результаты измерений γ -спектра от захвата нейтронов ядром ^{127}I . Подтверждены значения спинов и четностей для 27 уровней ^{128}I , определенных в работе [1], получены данные о спинах и четностях других 40 уровней этого ядра.

The γ -spectrum from the $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$ reaction at neutron energy about 2 keV was measured. The spin and parity values for 67 levels of ^{128}I were obtained.

Целью настоящей работы являлось уточнение значений спинов уровней ^{128}I , схема которых опубликована в работе [1], а также получение дополнительной информации о возбужденных состояниях этого ядра.

Измерения проводились на реакторе ИЯИ АН УССР на пучке нейтронов, оборудованном скандиевым фильтром ($E_n \sim 2$ кэВ), описанным в работе [2]. Поток нейтронов на мишени составлял $5 \cdot 10^6$ н/см².с. Мишенью служила таблетка из I_2O_5 весом 53 г. Спектр γ -лучей измерялся на парном Ge(Li)-спектрометре с энергетическим разрешением 10 кэВ в диапазоне от 5,5 до 7 МэВ в течение 188 часов.

Энергии и относительные интенсивности γ -переходов определены путем разложения участков измеренного спектра на компоненты по программам, описанным в препринте ЛИЯФ [3]. Для калибровки по энергии использовались фоновые γ -линии от захвата нейтронов ядрами H, Al, Fe и Pb. Эффективность спектрометра определялась по интенсивностям γ -переходов из реакции $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ [4]. Результаты измерений представлены в таблице, погрешности измеренных величин, в единицах последнего знака, даны в скобках.

Эnergии и интенсивности первичных γ -переходов в реакции $^{127}\text{J}(n, \gamma)^{128}\text{J}$ ($E_n \sim 2$ кэВ)

E_γ , кэВ	I_γ , отн.ед.	E уровня, кэВ	J_π^P , наст. работа	J_π^P с учетом $\frac{1}{I}$	E_γ , кэВ	I_γ , отн.ед.	E уровня, кэВ	J_π^P , наст. работа	J_π^P с учетом $\frac{1}{I}$
5424,7(15)	122(12)	1403,7(17)	-		5726,1(14)	382(48)	1102,3(17)	$2^-, 3^-$	
5441,6(24)	84(24)	1386,8(26)	$2^+, 3^+$		5739,6(18)	83(13)	1088,8(19)	$2^+, 3^+$	
5449,0(16)	236(25)	1379,4(18)	$1^-, 4^-$		5760,5(16)	69(8)	1067,9(18)	$2^+, 3^+$	
5460,4(14)	301(13)	1368,0(17)	$2^-, 3^-$		5778,0(13)	393(10)	1050,4(16)	$2^-, 3^-$	
5483,5(15)	141(12)	1344,9(17)	$1^-, 4^-$		5794,3(13)	237(9)	1034,1(16)	$1^-, 4^-$	
5494,7(14)	194(12)	1333,7(17)	$1^-, 4^-$		5815,4(16)	69(8)	1013,0(18)	$2^+, 3^+$	
5522,0(14)	445(13)	1306,4(17)	$2^-, 3^-$		5830,4(16)	76(8)	998,0(18)	$2^+, 3^+$	
5551,0(14)	209(10)	1277,4(17)	$1^-, 4^-$		5840,1(13)	249(13)	988,3(16)	$1^-, 4^-$	
5559,4(14)	286(11)	1269,0(17)	$\pi = -1$		5884,0(17)	75(11)	944,4(19)	$2^+, 3^+$	
5574,3(16)	230(30)	1254,1(18)	$1^-, 4^-$		5892,3(13)	412(10)	936,1(16)	$2^-, 3^-$	3^-
5580,7(15)	277(25)	1247,7(17)	$1^-, 4^-$		5910,5(16)	135(10)	917,9(18)	$2^+, 3^+$	
5599,3(14)	202(11)	1229,1(17)	$1^-, 4^-$		5917,1(17)	107(26)	911,3(19)	$2^+, 3^+$	
5608,5(20)	68(9)	1219,9(22)	$2^+, 3^+$		5945,2(12)	511(11)	883,2(15)	$2^-, 3^-$	
5630,1(16)	124(11)	1198,3(18)	$\pi = +1$		5961,3(15)	85(9)	867,1(17)	$1^+, 4^+$	
5647,5(18)	76(20)	1180,9(20)	$\pi = +1$		5979,0(13)	359(41)	849,4(16)	$\pi = -1$	
5658,3(14)	412(20)	1170,1(17)	$2^-, 3^-$		5984,8(13)	541(42)	843,6(16)	$2^-, 3^-$	
5676,6(17)	83,3(14)	1151,8(19)	$2^+, 3^+$		6004,6(13)	126(10)	823,8(16)	$2^+, 3^+$	
5691,5(13)	281(11)	1136,9(16)	$1^-, 4^-$		6033,9(13)	114(10)	794,5(16)	$2^+, 3^+$	

21

Окончание таблицы

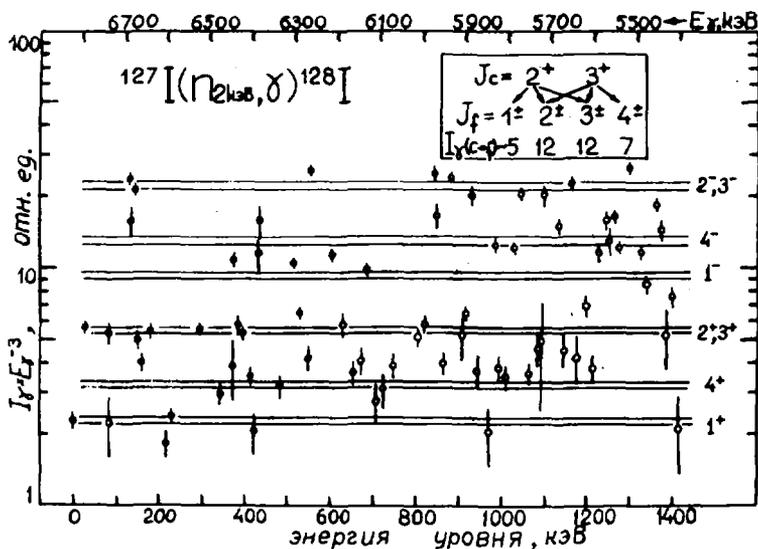
Е _у , кэВ	Г _у , отн.ед.	Е уровня, кэВ	Ж _т , наст. работа	Ж _т с учётом Г _у	Е _у , кэВ	Г _у , отн.ед.	Е уровня, кэВ	Ж _т , наст. работа	Ж _т с учётом Г _у
6076,1(14)	88(11)	752,3(16)	1 ⁺ , 4 ⁺		6450,5(11)	294(23)	377,9(14)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻
6102,6(15)	70(12)	725,8(16)	1 ⁺ , 4 ⁺	4 ⁺	6453,8(11)	104(30)	374,6(14)	Ж = +1	2 ⁺ , 3 ⁺
6116,7(17)	63(11)	711,6(19)	1 ⁺ , 4 ⁺		6483,8(12)	81(7)	344,6(15)	2 ⁺ , 3 ⁺	4 ⁺
6139,9(12)	228(12)	688,5(15)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻	6531,5(10)	156(8)	296,9(13)	2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺
6149,2(14)	95(12)	679,2(17)	2 ⁺ , 3 ⁺		6595,2(12)	69(6)	233,2(15)	1 ⁺ , 4 ⁺	4 ⁺
6166,2(13)	86(9)	662,2(16)	2 ⁺ , 3 ⁺		6607,4(13)	52(6)	221,0(16)	1 ⁺ , 4 ⁺	1 ⁺
6196,2(13)	139(19)	632,2(16)	2 ⁺ , 3 ⁺		6647,8(9)	161(9)	180,6(13)	2 ⁺ , 3 ⁺	3 ⁺
6217,2(11)	276(10)	611,2(14)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻	6668,6(10)	120(10)	159,8(13)	Ж = +1	2 ⁺
6272,9(11)	700(65)	555,5(14)	2 ⁻ , 3 ⁻	3 ⁻	6676,4(40)	149(16)	152,0(41)	2 ⁺ , 3 ⁺	3 ⁺
6294,2(11)	163(10)	534,2(14)	2 ⁺ , 3 ⁺	3 ⁺	6683,9(9)	648(32)	144,5(13)	2 ⁻ , 3 ⁻	3 ⁻
6308,7(11)	262(10)	519,7(14)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻	6689,6(12)	476(74)	138,8(15)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻
6340,5(12)	82(9)	487,9(15)	1 ⁺ , 4 ⁺	1 ⁺	6694,8(9)	712(35)	133,6(13)	2 ⁻ , 3 ⁻	2 ⁻
6390,5(11)	425(60)	437,9(14)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻	6740,4(10)	165(20)	88,0(13)	2 ⁺ , 3 ⁺	3 ⁺
6393,7(12)	310(60)	434,7(15)	1 ⁻ , 4 ⁻	4 ⁻	6746,7(16)	69(20)	81,7(18)	1 ⁺ , 4 ⁺	
6403,9(22)	54(12)	424,5(24)	1 ⁺ , 4 ⁺	1 ⁺	6800,7(8)	178(7)	27,7(12)	2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺
6412,6(12)	94(8)	415,8(15)	1 ⁺ , 4 ⁺		6828,4(9)	73(7)	0,0(9)	1 ⁺	1 ⁺
6436,1(13)	142(10)	392,3(16)	2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺					
6443,3(18)	156(16)	385,1(20)	2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺					

8

Для данного спектра нейтронов захват в ядре происходит в большое число (120-150) резонансных состояний, что приводит к усреднению флуктуаций интенсивностей первичных γ -переходов на низколежащие уровни ядра ^{128}I . Поэтому для анализа полученных данных была использована методика, предложенная Боллинджером в работе [5], при следующих предположениях:

- 1) захват происходит в s -резонансы;
- 2) γ -переходы, идущие из захватного состояния, дипольные: E1 или M1;
- 3) характер этих переходов одночастичный, т.е. их интенсивности пропорциональны E_γ^3 ;
- 4) заселенность захватных состояний со спином J_0 пропорциональна $2J_0 + 1$, а каналы их распада посредством дипольных переходов равноправны.

Результаты этого анализа представлены на рисунке, где для каждого первичного γ -перехода величина $I_\gamma \cdot E_\gamma^3$ отложена как функция E_γ . Зачерненные точки соответствуют переходам на уровни, четности которых определены в работе [1]. Из рисунка видно, что точки, соответствующие E1- и M1-переходам, образуют отдельные совокупности.



На вставке рисунка показаны относительные интенсивности каналов распада захватных состояний $^{128}\text{I}(\text{J}_\text{C}^\pi = 2^+, 3^+)$, образующие, согласно условиям I-4, пропорцию

$$I_\gamma(1^\pm):I_\gamma(2^\pm):I_\gamma(3^\pm):I_\gamma(4^\pm) = 5:12:12:7. \quad (1)$$

Принимая в пределах каждой из совокупностей, что зачерненные точки с наибольшими значениями $I_\gamma \cdot E_\gamma^3$ соответствуют заселению уровней с $\text{J}_\text{C}^\pi = 2^\pm, 3^\pm$, и считая также, что величины $I_\gamma E_\gamma^3$ уже не зависят от E_γ , мы определили их средние значения, равные соответственно 22,3(8) и 5,53(13) для уровней с $\text{J}_\text{C}^\pi = 2^-, 3^-$ и $\text{J}_\text{C}^\pi = 2^+, 3^+$. Средние для уровней с $\text{J}_\text{C}^\pi = 1^\pm, 4^\pm$ находятся из пропорции (1), которая для уровней с разными четностями имеет вид

$$I_\gamma(1^+):I_\gamma(2^+, 3^+):I_\gamma(4^+) = 2,30(5):5,53(13):2,30(5); \quad (2)$$

$$I_\gamma(1^-):I_\gamma(2^-, 3^-):I_\gamma(4^-) = 9,3(3):22,3(8):13,0(4). \quad (3)$$

Двойные линии на рисунке показывают отклонение от этих средних на величину $\pm \sigma$ (статистическая ошибка определения интенсивностей).

Спины и четности, приписанные на основании расположения точек на рисунке относительно указанных средних, даются в четвертой колонке таблицы. В пятой колонке показаны значения J_C^π , получающиеся с учетом данных работы [1].

Энергетическое разрешение спектрометра не позволяет разделить тесный дублет, соответствующий γ -переходам на уровни 554,4 кэВ, 3^- и 552,3 кэВ; видно лишь, что соответствующая этим переходам точка на рисунке расположена несколько выше среднего для уровней с $\text{J}_\text{C}^\pi = 2^-, 3^-$. По-видимому, четность уровня 552,3 кэВ положительна, а значение спина заключено в пределах от 1 до 4. Относительно квантовых характеристик уровней 269,7 и 521,1 кэВ, четности которых в работе [1] не указаны, можно лишь сказать (на основании того, что переходы на эти уровни нами не наблюдались), что их спины не равны 1, 2, 3 или 4.

Список литературы

1. Алексеев В.Л. и др. -Изв.АН СССР, сер.физ., 1982, т.46, с.52.
2. Мурзин А.В. и др. -Материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Ереван, 15-19 сентября 1980 г., ч.1, с.244.
3. Кабина Л.И. и др. -Препринт ДИЯЭ АН СССР № 790, сентябрь 1982 г., г.Ленинград.
4. Stelts M.L., Crien R.E. -NIM, 1978, v.155, p.253.
5. Bollinger L.M., Thomas G.E. -Phys.Rev.Lett., 1967, v.18, p.1143.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-КАСКАДОВ НА НЕЙТРОННЫХ
РЕЗОНАНСАХ ГАДОЛИНИЯ-155

Б.В.Данилин, Б.В.Ефимов, Г.В.Мурадян,
Л.Ю.Прокофьева, В.П.Болотский, Ф.Н.Беляев

(ИАЭ им. И.В.Курчатова, ИТЭФ)

Исследовались гамма-каскады реакции $^{155}\text{Gd}(n, \gamma)$. В измерениях определялись спектр множественности испускаемых гамма-квантов и уровень, через который проходит каскад. Данные анализируются в модели гамма-каскадов.

γ -cascades in $^{155}\text{Gd}(n, \gamma)$ reaction were investigated. Multiplicity spectra of emitted γ -rays were measured and intermediate level was identified. The γ -cascade model was applied to analyze the experimental data.

На нейтронных резонансах ^{155}Gd проведены измерения вероятностей гамма-каскадов, проходящих через выделенные нижние возбужденные состояния. Признаком прохождения через выделенный уровень являлась регистрация гамма-переходов, идущих из этого уровня. Для каскада, идущего до выделенного уровня, измерялся спектр множественности $A_{ij}(\nu)$, где i — номер нейтронного резонанса, j — номер выделенного уровня, ν — число гамма-переходов до уровня j . Сопоставление этого спектра с рассчитанным по модели гамма-каскадов могло дать сведения о нейтронных резонансах, в частности о их спине и четности. Обнаружение расхождений между ними позволит выявить корреляции в структурах уровней, через которые идет каскад.

Экспериментальная установка состояла из 12-секционного 4π-детектора на кристаллах NaI типа "Ромашка" [1] в паре со спектрометром мягких гамма-квантов на двух кристаллах NaI размерами $\phi 63 \times 20$ мм. Спектрометр помещался во внутреннюю полость детектора "Ромашка". Мягкие гамма-кванты, по которым идентифицируется j -уровень, с большой эффективностью регистрируются спектрометром. Более жесткие гамма-кванты из каскада, приходящего на j -уровень, легко проходят через спектрометр и регистрируются детектором "Ромашка". Кратность совпадений (К) в детекторе "Ромашка" характеризует множественность гамма-квантов.

Для спектрометрии нейтронов используется техника времени пролета. В качестве источника нейтронов служит линейный ускоритель

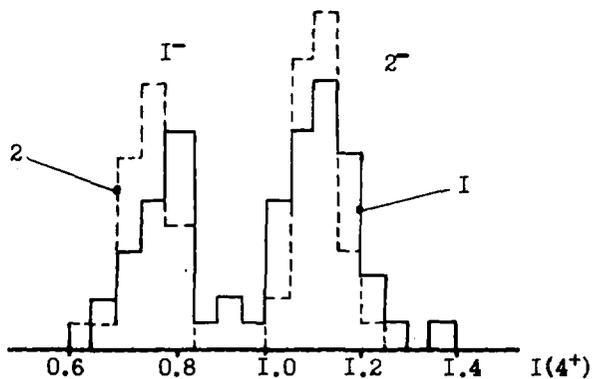
электронов "Факел" ИАЭ им.И.В.Курчатова. Пролетная база 45 м, разрешение 2,2 нсек/м.

Данные эксперимента записывались в памяти ЭВМ. Каждый акт реакции характеризовался временем пролета нейтронов, суммарной амплитудой спектрометра и кратностью совпадений.

Выделенными $\frac{1}{2}$ -уровнями в четно-четном компаунд-ядре ^{156}Gd служили состояния 4^+ и 2^+ в основной ротационной полосе. Идентификация их производилась по интенсивным и хорошо выделенным E2-переходам $4^+ \rightarrow 2^+$ и $2^+ \rightarrow 0^+$ (основное состояние). Были исследованы 64 нейтронных резонанса. Данные по спектрам кратности совпадений находятся в стадии обработки. Данные по интенсивностям каскадов дали следующую картину. Интенсивности гамма-каскадов, проходящих через 4^+ , - $\Gamma(4^+)$, образовали две выраженные группы (см. рисунок). В то же время интенсивности $\Gamma(2^+)$ группировались вокруг одного среднего значения.

Такое поведение $\Gamma(4^+)$ и $\Gamma(2^+)$ было проанализировано в модели гамма-каскадов, основанной на обычных общих предположениях: спектр уровней по модели Ферми-газа, вероятности переходов по Мюшкковскому, отношение интенсивностей E1/M1 переходов принято равным 8, флуктуации интенсивностей первых гамма-переходов взяты по Портеру-Томасу. Расчет проведен методом Монте-Карло для двух возможных спинов резонансов 2^- и 1^- . Расчетные интенсивности $\Gamma(4^+)$ образовали две хорошо разделенные группы, соответствующие спинам 2^- и 1^- при отношении средних величин интенсивностей, равном 1,46 (см. рисунок). Расчетные величины $\Gamma(2^+)$ также образовали две группы для двух спиновых систем резонансов, но с отношением средних величин интенсивностей, равным 1,05. При такой величине отношения флуктуации легко приводят к смешиванию этих групп.

Сопоставление наших данных по группированию резонансов с известными значениями спинов [2] показало, что из 23 случаев в 16 имеется согласие. Часть расхождений может быть объяснена флуктуациями. Однако для резонансов при энергиях 62,84; 56,22; 21,03 и 27,57 эВ отклонения по $\Gamma(4^+)$ превосходят тройную квадратичную ошибку. Причина расхождений несомненно представляет интерес. Она должна, по-видимому, заключаться в существенных отличиях реальных гамма-каскадов от статистической модели.



Экспериментальное (I) и расчетное (2) распределения интенсивностей гамма-каскадов $I(4^+)$

Список литературы

1. Мурадян Г.В. Спектрометрия множественности. - Атомная энергия. 1981, т.50, вып.6, с.394-398.
2. Neutron Cross Section, v. 1, part B. Inghabhab S.P. et al. Academic Press, 1981.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТАНТАЛА В НЕРАЗРЕШЕННОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

В.П.Вертебный, Н.Л.Гнидак, Г.М.Новоселов, Е.А.Павленко, В.А.Пшеничный, Т.А.Сенченко, Н.А.Трофимова

(ИЯИ АН УССР)

Описан метод определения полного набора средних параметров (S_0 , R^1 , D , Γ_s) нейтронных резонансов в неразрешенной области. Изучаются эффекты самоэкранирования при самоиндикации в измерениях прохождения, рассеяния и захвата фильтрованных скандием нейтронов с энергией ~ 2 кэВ на очень тонких образцах тантала.

Determination of average neutron resonance parameters of tantalum in unresolved neutron energy region. The method of determination S_0 , R^1 , D , Γ_s have been described. Effects of samescreening in selfindication in transmission, scattering and capture of ~ 2 keV neutrons by very thin tantalum samples have been designed.

Схема эксперимента представлена на рис.1. В горизонтальном канале реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР установлен скандиевый фильтр, выделяющий нейтроны с энергией $\sim (2 \pm 0,3)$ кэВ. На пути пучка помещаются экраны Ta толщиной n_1 ядер/см². Прошедшие экран нейтроны попадают на образцы толщиной n_0 из того же вещества (Ta), и регистрируются нейтроны или гамма-лучи захвата.

Обозначим через N_0 число нейтронов прямого пучка, $N_t(n_1)$ - число прошедших экран, $N_s(n_1, n_0)$ - прошедших экран и рассеянных затем образцом, $N_f(n_1, n_0)$ - прошедших экран и захваченных образцом. Пусть $\tilde{\sigma}_t(E)$, $\tilde{\sigma}_s(E)$, $\tilde{\sigma}_f(E)$ - соответственно сечения: полное, рассеяния и захвата; $\alpha_s(n_0, n_1, E)$ и $\alpha_f(n_0, n_1, E)$ - функции, учитывающие вклад многократных взаимодействий в рассеяние и захват.

Тогда

$$\begin{aligned} N_t(n_1) &= N_0 \varepsilon_t \int e^{-n_1 \tilde{\sigma}_t} dE, \\ N_s(n_1, n_0) &= N_0 \varepsilon_s \int e^{-n_1 \tilde{\sigma}_t} (1 - e^{-n_0 \tilde{\sigma}_t}) \frac{\tilde{\sigma}_s}{\tilde{\sigma}_t} \alpha_s(n_0, n_1, E) dE, \\ N_f(n_1, n_0) &= N_0 \varepsilon_f \int e^{-n_1 \tilde{\sigma}_t} (1 - e^{-n_0 \tilde{\sigma}_t}) \frac{\tilde{\sigma}_f}{\tilde{\sigma}_t} \alpha_f(n_0, n_1, E) dE. \end{aligned} \quad (1)$$

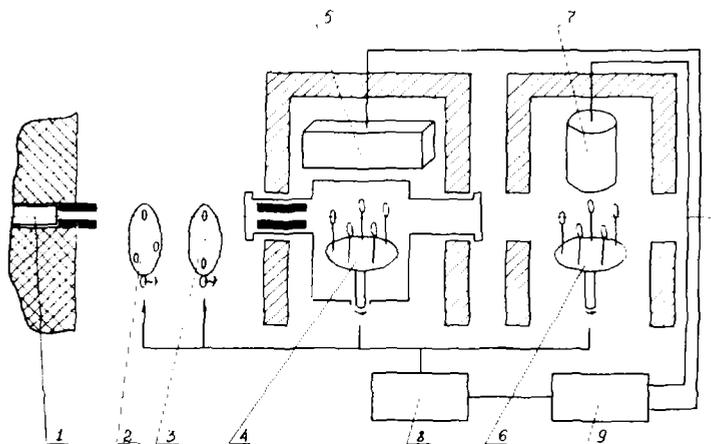


Рис. I.

1-скандиевый фильтр; 2-танталовые экраны; 3-марганцевая заслонка; 4,6-образцы тантала; 5-нейтронный детектор; 7-гамма-детектор; 8-программное устройство; 9-информационное устройство

Здесь $\epsilon_e, \epsilon_s, \epsilon_r$ — эффективности регистрации прошедших, рассеянных и захваченных нейтронов. Для определения $N_e(n_1)$ регистрировались прошедшие экран и рассеянные затем на образце свинца нейтроны. Свинец служил также стандартом, по отношению к которому измерялось рассеяние на Ta.

Если разложить в ряд по n_1 и n_0 экспоненты и a_3 и a_4

$$[a_3 = 1 + a_{31}(E)n_0 + a_{32}(E/n_0)n_1 + a_{33}(E)n_0^2 + \dots],$$

то, ограничиваясь членами 2-го порядка, получим:

$$\begin{aligned} \overline{T_e(n_1)} &= N_e(n_1)/N_e(0) = 1 - n_1 \langle \sigma_e \rangle + \langle \sigma_e^2 \rangle \frac{n_1^2}{2} + \dots, \\ \overline{T_s(n_1, n_0)} &= N_s(n_1, n_0)/N_s(0, n_0) = 1 - \frac{\langle \sigma_s \sigma_e \rangle}{\langle \sigma_s \rangle} n_1 + \frac{\langle \sigma_e^2 \sigma_s \rangle}{\langle \sigma_s \rangle} \frac{n_1^2}{2} + \\ &+ \langle \varphi_{s1}(\sigma_e, \sigma_s, a_3) \rangle n_1 n_0 + \dots, \\ \overline{T_r(n_1, n_0)} &= N_r(n_1, n_0)/N_r(0, n_0) = 1 - \frac{\langle \sigma_r \sigma_e \rangle}{\langle \sigma_r \rangle} n_1 + \frac{\langle \sigma_e^2 \sigma_r \rangle}{\langle \sigma_r \rangle} \frac{n_1^2}{2} + \\ &+ \langle \varphi_{r1}(\sigma_e, \sigma_s, a_3) \rangle n_1 n_0 + \dots, \\ \overline{\sigma_s^2(n_1, n_0)} &= N_s(n_1, n_0)/n_0 \int N_e(n_1) = \langle \sigma_s^2 \rangle - \langle \sigma_e \sigma_s \rangle \langle \sigma_e \rangle n_1 + \\ &+ \langle \sigma_e^2 \sigma_s^2 \rangle / 2 - \langle \sigma_e \sigma_s \rangle \langle \sigma_e \rangle n_1^2 + \langle f_{s1} \rangle n_0 + \langle f_{s2} \rangle n_0 n_1 + \langle f_{s3} \rangle n_0^2 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\int = \epsilon_s/\epsilon_e$, $\langle A \rangle = \int A(E) dE / \int dE$.

На рис.2 приведены результаты измерения $\overline{\sigma}_s(\rho_1, \rho_0)$. Прямые через точки проведены методом наименьших квадратов. Каждая прямая относится к определенной толщине образца - рассеивателя. Прямая лежит тем ниже, чем толще образец. Образцы - наборы дисков ^{235}U диаметром 28 мм с толщиной 0,1 мм с числом ядер соответственно $\sim \rho_0, 2\rho_0, 3\rho_0, 4\rho_0, 5\rho_0$, где $\rho_0 = 0,000464$ яд./барн.

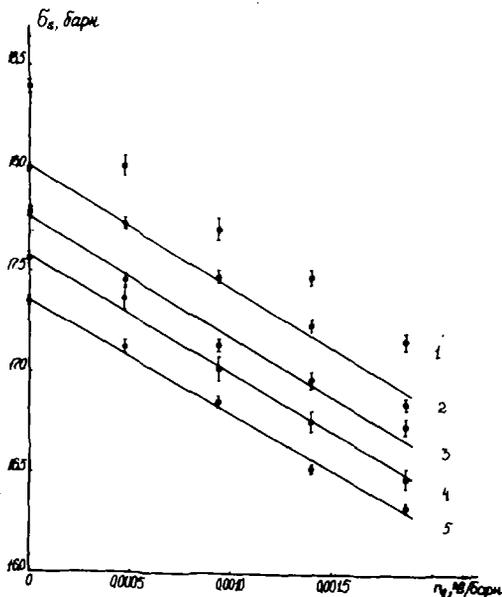


Рис.2.

- 1 - $\rho_0 = 0,000464$ яд./барн;
- 2 - $\rho_0 = 0,000925$ яд./барн;
- 3 - $\rho_0 = 0,001387$ яд./барн;
- 4 - $\rho_0 = 0,001848$ яд./барн;
- 5 - $\rho_0 = 0,002308$ яд./барн

Для получения $\langle \sigma_s \rangle$ из этих зависимостей брались величины $\overline{\sigma}_s(0, \rho_0)$ и проводилась линейная экстраполяция по ρ_0 : $\overline{\sigma}_s(0,0) = \langle \sigma_s \rangle$. Экстраполяция по ρ_0 наклонов прямых приводит к величине $\langle \sigma_s \sigma_s \rangle - \langle \sigma_s \rangle \langle \sigma_s \rangle$ [2]. В первом приближении непосредственным усреднением по ρ_1 находились величины

$$\langle \sigma_s \rangle = [1 - \overline{T_s(\rho_1)}] / \rho_1, \quad \langle \sigma_s \sigma_s \rangle - \langle \sigma_s \rangle \langle \sigma_s \rangle = [1 - \overline{T_s(\rho_1)}] / \rho_1. \quad (8)$$

Процедура измерений и учета фона такая же, как в [1]. Для измерения захвата применялся цилиндрический сцинтиляционный пластмассовый счетчик. Измерялся по самоиндикации эффект прохождения нейтронов через экраны, регистрировались гамма-лучи захвата в образцах.

Выражения измеряемых величин через параметры нейтронных резонансов были получены в предположении эквидистантности уровней, справедливости формулы Брейта-Вигнера для изолированного уровня, распределения

Портера-Томаса для нейтронных ширин с помощью расчета [2]. В этом случае

$$\begin{aligned} \langle \sigma_0 \rangle &= F_2(S_0, R', \Gamma_2, \bar{\Gamma}_n), & \langle \sigma_3 \sigma_2 \rangle / \langle \sigma_3 \rangle &= F_3(S_0, R', \Gamma_2, \bar{\Gamma}_n), \\ \langle \sigma_2 \rangle &= F_4(S_0, R', \Gamma_2, \bar{\Gamma}_n), & \langle \sigma_2 \sigma_1 \rangle / \langle \sigma_2 \rangle &= F_4(S_0, R', \Gamma_2, \bar{\Gamma}_n). \end{aligned} \quad (4)$$

Эти выражения нелинейны и громоздки, но они позволяют исключить S_0 и R' и получить два уравнения с двумя неизвестными:

$$F_2(\Gamma_2, \bar{\Gamma}_n) = 0, \quad F_4(\Gamma_2, \bar{\Gamma}_n) = 0 \quad (5)$$

Эти уравнения решались с помощью машины ЕС-1010. Строились графики для каждого из уравнений. Точка пересечения давала единственную пару Γ_2 и $\bar{\Gamma}_n$, а далее вычислялись S_0 и R' .

Для нахождения левых частей уравнений (4) из экспериментальных данных использовались выражения (3). Найденные из (4) и (5) параметры служили для розыгрыша картины уровней методом Монте-Карло [3] и вычисления затем квадратичных по ν_2 членов в выражениях (2).

Полученные так поправки служили для определения левых частей (4) во втором приближении и окончательного определения параметров нейтронных резонансов.

Для проверки непротиворечивости методики расчета была разыграна методом Монте-Карло картина уровней исходя из заданных параметров S_0 , R' , Γ_2 и $\bar{\Gamma}_n$. Получены левые части (4) и найдены параметры. Найденные параметры совпали с исходными с точностью не хуже 2%.

Ниже представлены экспериментальные исходные данные и полученные параметры. Для экспериментальных исходных данных приведены лишь статистические ошибки. Систематические ошибки при определении веса, размера образцов приводят к ошибкам в сечениях не более 1%. Однако они коррелированы таким образом, что ошибка результата значительно меньше зависит от них, чем от статистических ошибок.

$$\begin{aligned} \langle \sigma_2 \rangle &= (23 \pm 0,3) \text{ барн}, & S_0 &= (1,64 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}, \\ \langle \sigma_3 \rangle &= (18,43 \pm 0,03) \text{ барн}, & R' &= (8,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-13} \text{ см}, \\ \langle \sigma_2 \sigma_3 \rangle - \langle \sigma_2 \rangle \langle \sigma_3 \rangle &= (652 \pm 12) \text{ барн}, & \bar{\Gamma}_n &= (4,3 \pm 0,3) \text{ эВ}, \\ \langle \sigma_2 \sigma_3 \rangle / \langle \sigma_3 \rangle &= (56 \pm 1) \text{ барн}, & \Gamma_2 &= (0,057 \pm 0,004) \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Для вычисления ошибок параметров варьировались исходные данные, и суммы среднеквадратичных уклонений вычисляемых параметров служили для оценки их ошибок.

Таким образом, предложенная методика позволяет определить полный набор резонансных параметров в той области энергий нейтронов, где современные спектрометры не позволяют надежно разрешить отдельные резонансы.

Список литературы

1. Вертебный В.П. и др. - Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы, 1980, вып. I (36), с.32.
2. Лукьянов А.А. - Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1967, с.360.
3. Новоселов Г.М., Вертебный В.П. - Применение метода монте-Карло для расчета нейтронных сечений в неразрешенной области. Киев, ИЯИ АН УССР, Препринт КИЯИ-77-9, 1977, с.20.

ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В $^{35,37}\text{Cl}$

Д. В. Еленков, Д. П. Лефтеров, Г. Х. Тумбев

(ИЯИЯЭ Болгарской АН)

Измерялись времена жизни возбужденных уровней $^{35,37}\text{Cl}$. На их основе вычислены вероятности электрических и магнитных переходов к нижележащим уровням. Измерения проведены по методу ослабления доплеровского сдвига после реакции по неупругому рассеянию быстрых нейтронов реактора. Применена методика измерений с двумя мишенями одновременно.

Mean lifetimes of the $^{35,37}\text{Cl}$ excited states are measured. On this basis, the strengths of the electromagnetic transitions to the low-lying levels are calculated. The measurements are carried out by means of DSAM following the reaction of inelastic scattering of fast reactor neutrons. DSAM version with two targets simultaneously was applied.

Времена жизни возбужденных ядерных уровней и вычисленные на их основе вероятности электромагнитных переходов являются важными критериями для оценки теоретических ядерных моделей.

Недавно в работах [1,2] разработана методика для измерений времен жизни возбужденных ядерных уровней в реакции по неупругому рассеянию быстрых реакторных нейтронов. Установка, действующая на софийском реакторе, в принципе не отличается от применяемых выше. Улучшение состоит в том, что измерения проводятся двумя мишенями одновременно. Это позволит уменьшить в два раза время накопления заранее заданной площади пика измеряемого перехода (по сравнению с методом одной мишени), улучшая тем самым в $\sqrt{2}$ раза статистическую точность.

Установка описана в деталях в работах [3,4]. Диаметр коллимированного пучка быстрых нейтронов 26 мм. Расстояние между мишенями порядка 70 см. Использован Ge(Li) -детектор с эффективным объемом 28 см^3 и разрешением 2,4 кэВ по $1,33\text{-МэВ}$ линии ^{60}Co . Эффективная энергия $E^{\text{эфф}}$ нейтронов, ответственных за возбуждение измеряемого уровня E_0 , принималась равной $E^{\text{эфф}} = (E_0 + 0,8) \text{ МэВ}$. Экспериментальные данные обрабатывали по Блаугрунду [5], принимая $f_e = f_d = 1$ из-за небольшой начальной скорости ядра отдачи.

Результаты измерений даны в табл. I-3.

Таблица I

Времена жизни возбужденных уровней

ЕУР, кэВ	$\tau \cdot 10^{15}, \text{с}$			
	наст. раб.	раб. [6]	раб. [7]	раб. [8]
<u>^{35}Cl</u>				
1219	200 ± 80	145 ± 30	175 ± 20	270 ± 50
2646	270 ± 90	200 ± 30	255 ± 65	350 ± 90
2694	62 ± 8	20 ± 4	21 ± 3	62 ± 16
3002	72 ± 12	16 ± 4	22 ± 3	31 ± 13
<u>^{37}Cl</u>				
1726	206 ± 20	220 ± 25		230 ± 70
3086	100 ± 34	< 40		66 ± 15
3103	2100 ± 600	> 3500		> 7000

Таблица 2

Общие характеристики переходов ^{35}Cl и ^{37}Cl *

ЕУР, кэВ:	Еперех, кэВ	ϕL	δ	$\alpha, \%$	$J_i^\pi - J_f^\pi$
<u>^{35}Cl</u>					
1219	1219	E2/M1	$0,13 \pm 0,06^a$	100	$1/2^+ - 3/2^+$
2646	2646	E2		91 ± 1	$7/2^+ - 3/2^+$
	882	E2/M1	$0,25 \pm 0,05^a$	9 ± 1	$7/2^+ - 5/2^+$
2694	2694	E2/M1	$0,17 \pm 0,08^d$	79 ± 2	$3/2^+ - 3/2^+$
	930	E2/M1	$0,09 \pm 0,03^d$	14 ± 1	$3/2^+ - 5/2^+$
3002	3002	E2/M1	$0,09 \pm 0,03^b$	100	$3/2^+ - 3/2^+$

Окончание табл.2

БУР, кэВ	Бперех, кэВ	GL	δ	$\alpha, \%$	$J_i^{\pi} - J_f^{\pi}$
<u>^{37}Cl</u>					
1726	1726	E2/M1		100	$1/2^+ - 3/2^+$
3086	3086	E2/M1	$1,60 \pm 0,40^B$	100	$5/2^+ - 3/2^+$
3103	3103	E3/M2	$0,18 \pm 0,01^B$	100	$7/2^- - 3/2^+$

*а - раб. [9]; б - раб. [10]; в - раб. [11].

Таблица 3

Вероятности электромагнитных переходов в ед. Вайскопфа

БУР, кэВ	Бперех, кэВ	$ M _{EL}^2$	$100 \cdot M _{ML}^2$
<u>^{35}Cl</u>			
1219	1219	$3,63 \pm 1,45$	$8,5 \pm 3,4$
2646	2646	$3,1 \pm 1,1$	
	882	$4,3 \pm 1,4$	$1,4 \pm 0,5$
2694	2694	$0,3 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,3$
	930	$3,1 \pm 0,4$	$8,7 \pm 1,1$
3002	3002	$0,4 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,3$
<u>^{37}Cl</u>			
1726	1726	$34,6 \pm 26,7$	$2,9 \pm 0,3$
3086	3086	$2,8 \pm 0,9$	$0,3 \pm 0,1$
3103	3103	$3,7 \pm 1,1$	$20,6 \pm 5,9$

Метод ослабления доплеровского сдвига в реакции по неупругому рассеянию быстрых реакторных нейтронов работает удовлетворительно в энергетической области возбуждения до ~ 5 МэВ. Этим методом в ИЯИЯЭ (София) осуществляется широкая программа, направленная на измерение времен жизни возбужденных уровней ядер в массовой области до $A \sim 70$. Результаты о других ядрах будут опубликованы.

Список литературы

- I. Nichol L., Kennett T.J. - *Can.J.Phys.*, 1971, v.49, p.1461.
2. Кампов Д.К. и др. - *Изв. АН Каз.ССР*, 1977, т.4, с.1.
3. Elenkov D. e.a. - *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1982, v.8, p.997.
4. Elenkov D. e.a. - *Nucl.Instr.Meth.*, 1982, v.201, p.377.
5. Blaugrund A.E. - *Nucl.Phys.*, 1966, v.88, p.501.
6. Meyer M.A. e.a. - *Nucl.Phys.*, 1976, v. A264, p.13.
7. Hubert P. e.a. - *Nucl.Phys.*, 1972, v. A195, p.502.
8. Dunkan D.D. e.a. - *Phys.Rev.*, 1969, v.185, p.1515.
9. Endt P., Van der Leun C. - *Nucl.Phys.*, 1973, v.214, p.1.
- Ю. Broude e.a. - *Nucl.Phys.*, 1972, v. A192, p.291.
- II. Nolan P.J. e.a. - *J.Phys.A.: Math.Nucl.Gen.*, 1974, v.7, p.1437.

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНОГО РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА
ТЕРБИЯ-160 (72,3 ДНЯ) И СИСТЕМАТИКА ПОЛНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН

В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.Г.Кривенко,
В.Ю.Червяков

(ИЯИ АН УССР)

Приводятся результаты измерения полных сечений радиоактивного изотопа Tb-160 и стабильного изотопа Tb-159. Полученные $\bar{\sigma}_T$ нечетно-нечетного ядра Tb-160 и нечетно-четного ядра Tb-159 близки. Ранее наблюдавшиеся отличия в величине $\bar{\sigma}_T$ других нечетно-нечетных ядер, видимо, связаны с большей энергией возбуждения.

The results of total cross section measurements with radioactive isotope Tb-160 and stable isotope Tb-159 are given. $\langle\bar{\sigma}_T\rangle$ for odd-odd nucleus Tb-160 and for odd-even Tb-159 are almost equal. The difference in $\langle\bar{\sigma}_T\rangle$ for other odd-odd nuclei in our earlier investigations is connected probably with larger excitation energy.

Продолжая изучение нейтронных резонансов нечетно-нечетных изотопов (ранее нами были изучены нечетно-нечетные радиоактивные изотопы ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{192}Ir), мы измерили зависимость полного сечения от энергии нейтронов радиоактивного нечетно-нечетного изотопа ^{160}Tb ($T_{1/2} = 72,3$ дня). До наших опытов было известно лишь, что сечение активации в тепловой точке $\sigma_c = 525 \pm 100$ б и резонансный интеграл активации $I_c = 1131$ б / [1]. Из расчетов по систематике Камерона-Джильберта [2] было также известно, что среднее расстояние между резонансами должно быть порядка 1,7 эВ.

Для получения радиоактивного изотопа ^{160}Tb была использована реакция $^{159}\text{Tb} + n \rightarrow ^{160}\text{Tb}$. Для изготовления образца использовался порошок окиси тербия марки Тб0-4, химическая формула $\text{Tb}_4\text{O}_7(2\text{TbO}_2 \cdot \text{TbO}_3)$. Содержание основного вещества - 99,9%. Порошок прокаливался при температуре 600°C в течение 3 часов и загружался в контейнер с внутренними размерами (15 x 2 x 26) мм³. Концентрация изотопа ^{159}Tb в направлении наибольшей толщины - $0,03395 \times 10^{24}$ ядер/см².

Были проведены измерения пропускания этого образца в диапазоне энергий 0,025 - 100 эВ с разрешением 1 и 0,22 мксек/м.

Контейнер с образцом облучался в изотопном канале отражателя

реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР в течение 35 суток. Флюенс определялся по выгоранию образца-свидетеля, содержащего ^{10}B . Он составил $1,2 \times 10^{20}$ н/см².

В таблице I представлены результаты определения параметров ближайших нейтронных резонансов ^{159}Tb . Параметры резонансов получены при обработке методом формы данных по пропусканию на указанном образце и образце вдвое тоньше.

Таблица I
Параметры нейтронных резонансов ^{159}Tb

E_0 , эВ	Γ_γ , мэВ	$g \Gamma_n^0$, мэВ
$4,0 \pm 0,5$	90 ± 10	$0,7 \pm 0,1$
$3,36 \pm 0,01$	103 ± 8	$0,115 \pm 0,010$
$4,99 \pm 0,01$	103 ± 4	$0,014 \pm 0,001$
$11,13 \pm 0,02$	99 ± 6	$1,44 \pm 0,10$
$14,50 \pm 0,02$	105 ± 8	$0,019 \pm 0,001$

На рис. I изображены пропускания образца ^{159}Tb до и после облучения.

Отчетливо проявились резонансы при энергиях 1,42 и 2,21 эВ, которые несомненно принадлежат ^{160}Tb . Также ^{160}Tb , видимо, принадлежит резонанс и при энергии 8,27 эВ. Для дополнительного подтверждения принадлежности резонансов тербий-160 через 135 дней были проведены повторные измерения пропусканий образца в тех же режимах. В дополнение были проведены измерения с разрешением 0,055 мксек/м как сразу после облучения, так и после распада в течение 135 дней. Распад ^{160}Tb происходит по схеме $^{160}\text{Tb} \xrightarrow{\beta^-} ^{160}\text{Dy}$.

После распада отчетливо проявились нейтронные резонансы при энергиях 10,4; 20,5 и 85 эВ, известные по нашим ранним измерениям [37]. Резонанс при энергии 20,5 эВ (рис. 2) дает возможность независимого определения содержания ^{160}Dy в образце, а тем самым и концентрации радиоактивного ^{160}Tb . Из сравнения нейтронных ширин этого резонанса, полученных нами ранее [37] и в настоящих измерениях, следует, что в нашем образце содержится 0,23% ^{160}Dy (по отношению к начальной концентрации ^{159}Tb), а это соответствует содержанию ^{160}Tb в момент, когда исследовались его резонансы, (0,26±0,06) % по отношению к исходному ^{159}Tb . Эта величина была использована при

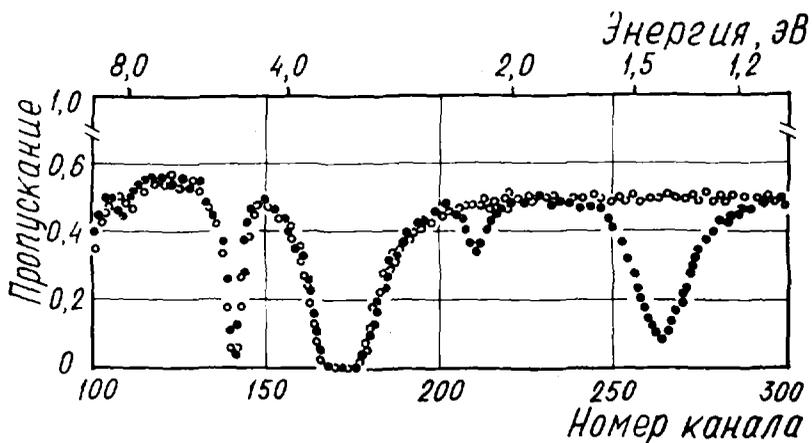


Рис. I. Пропускания образца ^{159}Tb до и после облучения:
 o - до облучения; • - после облучения

получении данных, представленных в табл.2. Резонансы, которые мы отнесли к ^{160}Tb , после распада изотопа ^{160}Tb в образце на пропускания стали выглядеть намного слабее, что без сомнения позволяет приписать их ^{160}Tb .

Таблица 2

Параметры резонансов ^{160}Tb

E_0 , эВ	Γ_{γ} , мэВ	$\xi \Gamma_{\gamma}^2$, мэВ
$1,420 \pm 0,005$	$119,0 \pm 1,6$	$1,08 \pm 0,01$
$2,210 \pm 0,01$	$85,8 \pm 7,3$	$0,224 \pm 0,010$
$8,27 \pm 0,05$	-	1,3

По двум резонансам средняя величина $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ для ^{160}Tb составляет 102 ± 17 мэВ. По нашим данным, для нижайших резонансов для ^{159}Tb $\bar{\Gamma}_{\gamma} = 102 \pm 5$ мэВ, что находится в согласии с последними данными [4], где $\bar{\Gamma}_{\gamma} = 97 \pm 7,5$ мэВ.

В табл.3 приведены средние резонансные параметры нечетно-нечетных изотопов и ядер других классов.

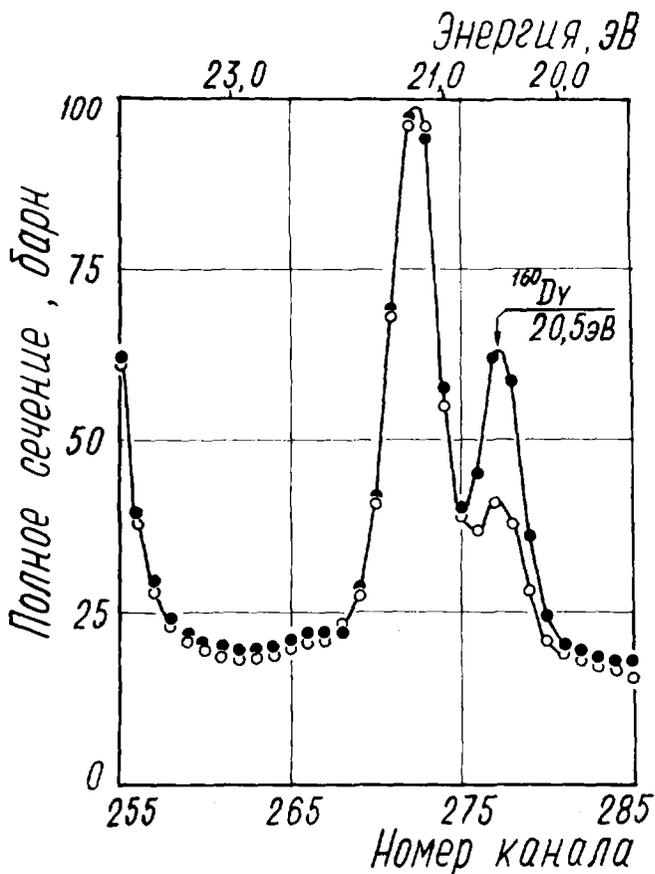


Рис.2. Наблюдаемые нейтронные сечения облученного образца ^{159}Tb до и после распада накопленного в нем радиоактивного изотопа ^{160}Tb :

- - до распада
- - после распада (время выдержки образца $t = 135$ дней)

Таблица 3

Средние резонансные параметры нечетно-нечетных и соседних с ними изотопов

Изотоп	J	U, мэВ	D _{набл.} , эВ	Γ _r , мэВ	α _r -I, мэВ ⁻¹	$\bar{\Gamma}_r A \alpha^{\frac{1}{2}}$	$\bar{\Gamma}_r$
						$U(1-0,01J^2)$	$[U/\alpha A^{2/3}]^{7/2}$
1	2	3	4	5	6	7	8
¹⁵¹ Bu	5/2 ⁺	6,3I	0,70	92	2I,25	55	53
¹⁵² Bu	3 ⁻	7,44	0,25	I60	2I,82	84	56
¹⁵³ Bu	5/2 ⁺	6,44	I,IO	95	2I,43	56	52
¹⁵⁴ Bu	3 ⁻	7,29	0,92	I45	20,85	77	45
¹⁵⁵ Bu	5/2 ⁺	6,32	4,80	96	20,84	57	46
¹⁵⁹ Tb	3/2 ⁺	6,38	4,2	IO2	20,08	57	40
¹⁶⁰ Tb	3 ⁻	6,38	I,2	IO2	I9,57	57	36
¹⁶⁹ Tm	I/2 ⁺	6,59	7,30	87	20,49	5I	29
¹⁷⁰ Tm	I ⁻	6,94	3,70	I22	20,16	68	32
¹⁷⁵ Lu	7/2 ⁺	6,92	I,IO	70	20,98	46/4I	20
¹⁷⁶ Lu	7 ⁻	6,4	2,IO	60	20,67	74/37	2I
¹⁸⁰ Ta	8 ⁺	6,06	I,IO	5I	2I,25	97/35	23
¹⁸¹ Ta	7/2 ⁺	6,06	4,40	58	2I,14	45/40	25
¹⁸² Ta	3 ⁻	6,28	4,20	67	2I,02	49/45	25
¹⁹¹ Ir	3/2 ⁺	6,20	3,00	75	20,75	56/55	25
¹⁹² Ir	4 ⁻	6,62	0,63	IO0	I9,57	76/64	2I
¹⁹³ Ir	3/2 ⁺	6,IO	7,00	87	I3,42	60/59	I9

Для наглядности в таблице 3 сравниваются средние радиационные ширины нечетно-нечетных и соседних с ними изотопов. В этой таблице J - спин ядра мишени; U = B_N - P_N - эффективная энергия возбуждения ядра, B_N - энергия связи нейтрона, P_N - энергия спаривания нейтронов (P_N=0 для нечетно-четных мишеней и P_N ≠ 0 для нечетно-нечетных мишеней), величина взята из [5]; D_{набл.} - измеренное на опыте среднее расстояние между резонансами; α - параметр формулы плотности уровней; в последних двух колонках приводятся в произвольном масштабе приведенные значения радиационных ширин. В 7 колонке приведение сделано по систематике [6], в 8 колонке - по формулам из [7]. Для ряда ядер спиновый множитель в систематике [6] играет большую роль. Если им пренебречь, то систематика [6] "работает" в среднем лучше. Однако для изотопов с большой разницей в U, по-

видимому, лучше "работают" формулы [7]. Следует отметить, что в тех случаях, когда для соседних нечетно-нечетных и нечетно-четных изотопов U одинаковы, радиационные ширины практически совпадают; это означает, что имеющиеся различия в радиационных ширинах для ряда соседних изотопов связаны лишь с различием энергии возбуждения.

В заключение авторы благодарят за содействие работе коллектив реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР, Кислицкого А.И. и других сотрудников отдела, которые способствовали выполнению этой работы.

Список литературы

1. Neutron Cross Sections, BNL-325 Third Edition, 1973.
2. Gilbert A., Cameron A.G.W. Canad.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
3. Вертебный А.П. и др. - УФЖ, 1969, т.14, с.1810.
4. Dehriën H. Reprint NEANDC (E) 166L, 1976.
5. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
6. Малешки Х. и др. Ядерная физика, 1971, т.13, с.240.
7. Зверевский Д.Ф., Сироткин В.К. Ядерная физика, 1978, т.27, с.1534

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА
ГАДОЛИНИЯ-153 ($T_{1/2} = 241,6$ ДНЯ) И СТАБИЛЬНОГО ИЗОТОПА
ГАДОЛИНИЯ-152

В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, А.И.Кальченко, В.Г.Кривенко,
В.Д.Червяков

(ИЯИ АН УССР)

Измерена энергетическая зависимость полного сечения радиоактивного изотопа гадолиния-153 с периодом полураспада 241,6 дня для нейтронов с энергией 0,025-0,6 эВ. Получено $\sigma_t (E_n = 0,0253 \text{ эВ}) = 14000 \pm 3000$ барн. Приводится энергетическая зависимость полного сечения гадолиния-152 для интервала энергии нейтронов 0,025-0,6 эВ. Показано, что $\sigma_t (E_n = 0,0253 \text{ эВ}) = 1100 \pm 230$ барн.

The energy dependence of total cross section for radioactive isotope Gd-153 with half-life 241,6 day is measured energies 0,025-0,6 eV. It was found $\sigma_t (0,025 \text{ eV}) = 14000 \pm 3000$ barn. Energy dependence of total cross section for Gd-152 is also presented for neutrons 0,025-0,6 eV. $\sigma_t (0,025 \text{ eV}) = 1100 \pm 230$ barn.

На атомном реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР были выполнены измерения сечений для тепловых и эпитепловых нейтронов изотопа гадолиния-152 и радиоактивного изотопа гадолиния-153, так как эти данные необходимы для оценки возможности накопления гадолиния-153 в больших количествах. Изотопы ^{152}Gd и ^{153}Gd появляются в цепочке превращений ^{151}Eu при его облучении в реакторе [1]. Ранее нами были определены нейтронные сечения для таких изотопов этой цепочки: $^{151},^{152},^{153},^{154}\text{Eu}$, ^{155}Eu , $^{152},^{153},^{154}\text{Sm}$ и частично $^{152},^{154}\text{Gd}$. Изучение изотопов $^{152},^{153}\text{Gd}$ практически завершит определение нейтронных сечений изотопов, входящих в цепочку превращений ^{151}Eu при облучении в атомном реакторе. Изотоп ^{153}Gd с периодом полураспада 241,6 дня интересен тем, что находится в ряду нечетных изотопов $^{155},^{157}\text{Gd}$, имеющих очень большие нейтронные сечения в области тепловых энергий нейтронов. Имеющиеся расчеты плотности нейтронных резонансов указывают на еще большую плотность уровней для ^{153}Gd ($D = 1,2$ эВ) по сравнению с $^{155},^{157}\text{Gd}$ [2] и, таким образом, можно было ожидать, что и ^{153}Gd имеет большое сечение в области тепловых нейтронов. Уже после нача-

ла наших опытов появилась оценка эффективного сечения захвата ^{153}Gd , усредненного по спектру реактора, которая получена при изучении спектра (n, γ) -реакции на ^{152}Gd и ^{153}Gd . Приводится величина 26000 ± 10000 барн [3].

Эксперимент и результаты

Радиоактивный изотоп ^{153}Gd был получен путем облучения в реакторе стабильного изотопа ^{152}Gd . Одной из трудностей в опыте было наличие в образце ^{152}Gd примесей сильнопоглощающих изотопов ^{155}Gd , ^{157}Gd , которые следовало выжечь при облучении в реакторе. Эти примеси приводили к заметному самоэкранированию образца. Во избежание сильного снижения потока нейтронов на образце пришлось изготовить образец достаточно тонким. К сожалению, планирование опытов осложнялось из-за отсутствия достоверных данных о нейтронном сечении изотопа ^{152}Gd , служащего исходным продуктом для получения ^{153}Gd . Мы располагали результатами наших ранних исследований [4]: при $v = 2200$ м/сек $\sigma_t(^{152}\text{Gd}) = 600^{+600}_{-480}$ барн и сечением активации $\sigma_a(^{152}\text{Gd}) = 1100 \pm 100$ барн [5]. Эксперимент был проведен по методике, описанной в [6]. Для облучения был приготовлен образец с размерами $(15,0 \times 2,25 \times 25,9)$ мм³, вес окиси гадолиния составлял 71,64 мг, для разбавления использовался алюминиевый порошок, вес 1990 мг.

Изотопный состав исходного образца гадолиния-152 таков:

Изотоп	I52	I54	I55	I56	I57	I58	I60
Содержание, %	30 \pm 0,1	9,5 \pm 0,1	22,1 \pm 0,1	14,9 \pm 0,1	8,5 \pm 0,1	9,1 \pm 0,1	
Концентрация ядер $\times 10^{20}$ см ⁻²	2,05	0,65	1,51	1,02	0,58	0,62	0,40

По данным Изотопного фонда СССР, в образце имелись также примеси самария (2,6 \pm 0,4)% и европия (1,0 \pm 0,25)%. Чтобы получить радиоактивный изотоп ^{153}Gd образец ^{152}Gd трижды облучался в отражателе атомного реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР - 15,2; 8,7 и 23,9 сут при номинальной мощности. Флюенсы тепловых нейтронов к концу каждого облучения соответственно составили $0,236 \cdot 10^{20}$; $0,444 \cdot 10^{20}$ и $0,910 \cdot 10^{20}$ н/см². При этом радиоактивный изотоп ^{153}Gd получался в реакции $^{152}\text{Gd} + n \rightarrow ^{153}\text{Gd}$ (241,6 дня) $\xrightarrow{\beta^-}$ ^{153}Eu .

Были проведены измерения пропускания образца до облучения и после каждого облучения с разрешением Γ ; 0,22 и 0,55 мксек/м. После облучений в пропускании наблюдалось ослабление резонансов $^{155}, ^{157}\text{Gd}$ и усиление резонансов $^{156}, ^{158}\text{Gd}$ в результате выгорания сильнопоглощающих изотопов $^{155}, ^{157}\text{Gd}$ и перехода их в изотопы $^{156}, ^{158}\text{Gd}$. Резонансов, вызванных накоплением в образце ^{153}Gd , не обнаружено. Для наблюдения резонансов по оценкам нужен образец в 10 раз толще. Результаты измерений в области 0,025-4 эВ (разрешение Γ мксек/м) в виде наблюдаемого сечения образца, отнесенного во всех случаях к начальной концентрации ^{152}Gd , представлены на рис. 1а. Основной вклад в наблюдаемое сечение после первых двух облучений вносят изотопы $^{155}, ^{157}\text{Gd}$ (22,1% и 8,5% начального состава образца). Наблюдение за изменением силы резонанса с энергией 2,56 эВ, принадлежащего ^{155}Gd , позволило проследить за изменением концентрации этого изотопа в образце после первого и второго облучений и оценить флюенс (рис. 2). Это дало возможность рассчитать выгорание ^{152}Gd и концентрации образовавшегося ^{153}Gd (см. таблицу). Из сравнения полученных после облучения параметров $g\Gamma_n^0$ с исходной величиной следует, что после первого облучения концентрация ^{155}Gd в образце составила 28% от начальной, после второго - 9,1±0,2%. После третьего облучения резонанс с энергией 2,56 эВ не наблюдался и флюенс был оценен по выгоранию образца - свидетеля, содержащего ^{10}B ; он составил $0,47 \cdot 10^{20}$ н/см², что соответствует концентрации ^{155}Gd - 0,7% от исходной.

Изменения концентрации изотопов гадо-
линия (в относительных единицах)

	I52	I53	I55	Флюенс, 10^{20} н/см ²
До обл.	1,0	0	1,0	0
I обл.	0,960	0,0365	0,28	0,236
II обл.	0,926	0,0483	0,091	0,444
III обл.	0,855	0,0623	0,007	0,910

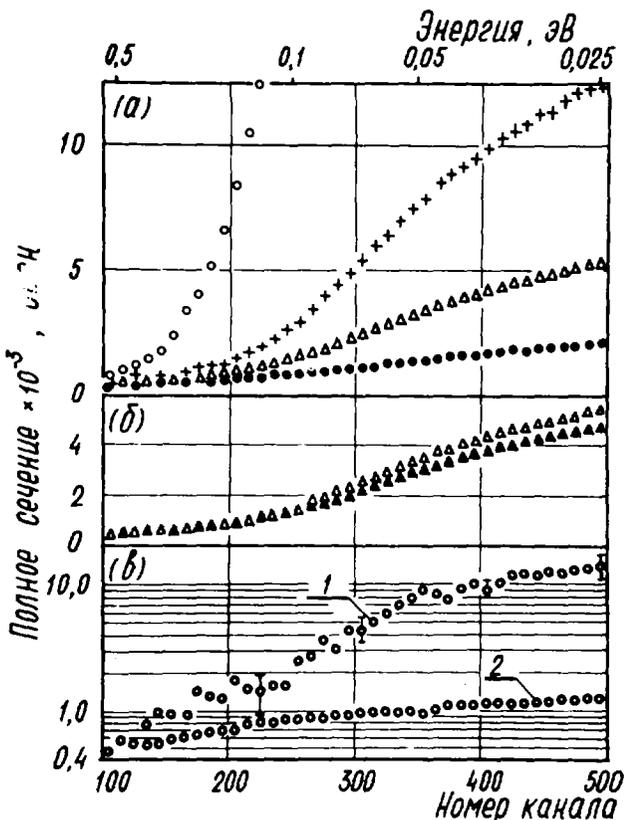


Рис. 1. Полные нейтронные сечения изотопов гадолиния:

- а) наблюдаемые сечения образца ^{152}Gd при различных временах облучения в реакторе: \circ - до облучения; $+$ - время облучения 15,2 суток ($\Phi = 0,236 \times 10^{20}$ н/см 2); Δ - время облучения 23,9 суток ($\Phi = 0,444 \times 10^{20}$ н/см 2); \bullet - время облучения 47,8 суток ($\Phi = 0,910 \times 10^{20}$ н/см 2);
- б) наблюдаемые сечения облученного образца ^{152}Gd ($\Phi = 0,444 \times 10^{20}$ н/см 2) до и после распада накопленного в нем радиоактивного изотопа: Δ - до распада; \times - после распада (время выдержки образца $t = 287$ дней);
- в) полные нейтронные сечения изотопов ^{253}Gd (кривая 1) и ^{152}Gd (кривая 2)

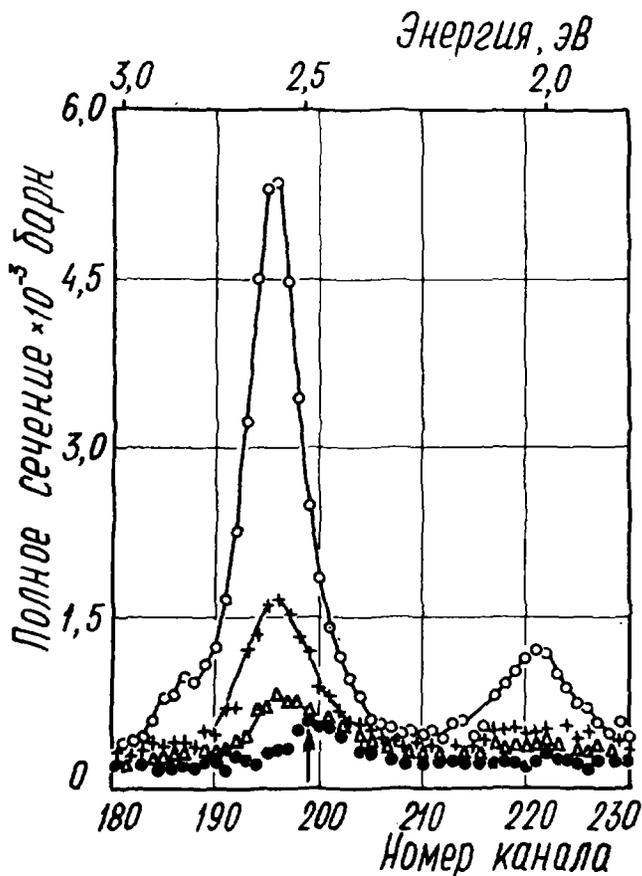


Рис.2. Наблюдаемое нейтронное сечение образца ^{152}Gd при различных временах облучения в реакторе (резонансы примесного изотопа ^{155}Gd при $E_0 = 2,568$ и $2,008$ эВ):
 ○ - до облучения; + - время облучения 15,2 суток ($\Phi = 0,236 \times 10^{20}$ н/см 2); Δ - время облучения 23,9 суток ($\Phi = 0,444 \times 10^{20}$ н/см 2); ● - время облучения 47,8 суток ($\Phi = 0,910 \times 10^{20}$ н/см 2) (Стрелкой на нижнем графике отмечен резонанс ^{153}Gd , появляющийся в результате распада радиоактивного ^{153}Gd .)

Во всех случаях вклад ^{155}Gd вычитался из наблюдаемого сечения образца (вклад ^{157}Gd пренебрежимо мал, так как он выгорел почти полностью после первого облучения). Полученные результаты, представляющие собой величину (после i -го облучения)

$$\sigma_{i \text{ набл}} = [n_i \sigma(^{152}\text{Gd}) + n_i \sigma(^{153}\text{Gd})] / n_0 \sigma(^{152}\text{Gd})$$

были использованы для получения энергетической зависимости сечений ^{152}Gd и ^{153}Gd . Кроме того, был поставлен дополнительный опыт; по прошествии 287 дней после второго облучения измерения пропускания облученного образца были повторены (рис. 1б). Это было сделано, чтобы определить вклад изотопа ^{153}Gd в наблюдаемое сечение. При $E_n = 0,0253$ эВ разница в наблюдаемых сечениях составляла (410 ± 90) барн. На рис. 1б представлены окончательные результаты определения полных сечений изотопов ^{152}Gd и ^{153}Gd в области энергий $0,0253 - 0,6$ эВ. При энергии нейтронов $0,0253$ эВ полные сечения составляют для ^{152}Gd - 1100 ± 230 барн и для ^{153}Gd - 1400 ± 300 барн. Энергетическая зависимость $\sigma_t(E_n)$ для ^{152}Gd близка к линейной; что касается зависимости $\sigma_t(E_n)$ для ^{153}Gd , то она по форме близка к зависимости $\sigma_t(E)$ для ^{155}Gd , у которого имеется резонанс при $E_n = 0,0268$ эВ. Отсюда можно предположить, что и у ^{153}Gd имеется резонанс при энергии нейтронов, близкой к нулю.

Список литературы

1. Вертебный В.П. и др. - Препринт КИЯИ-75-14, Киев, 1975.
2. Писанко Ж.И., Головач Л.А. - Препринт ИФ-69-16, Киев, 1969.
3. Spits A.M.I. et al. Proc. 4th Int.Symp.on neutron capture gamma-ray spectroscopy, 1981, p.85.
4. Вертебный В.П. и др. - УФМ, 1969, т.14, с.520.
5. Steinnes E.J. J.Inorg.Nucl.Chem., 1972, v.34, p.2699.
6. Вертебный В.П. и др. - Препринт КИЯИ-76-16, Киев, 1976.

Секция У1

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДОАКТИНИДНЫХ НУКЛИДОВ

Председатель В.И.Попов

Секретарь Т.И.Яковенко

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НЕЙТРОНОВ СПЕКТРА ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf С АТОМНЫМИ
ЯДРАМИ, ВХОДЯЩИМИ В СОСТАВ КОНСТРУКЦИОННЫХ
МАТЕРИАЛОВ

Б.Я. Гужовский, В.П. Горелов,
В.С. Руднев, Г.Г. Фарафонов

(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Проведены измерения интегральных полных сечений взаимодействия нейтронов спектра спонтанного деления ^{252}Cf с атомными ядрами и дано сравнение с расчётными сечениями, полученными на основе микроскопических и групповых нейтронных констант.

Integral total cross-sections of atomic nuclei were measured on ^{252}Cf spontaneous fission neutron spectra and compared with calculated values, obtained by microscopic and group neutron constants.

Для проверки микроскопических и групповых нейтронных констант часто используются интегральные эксперименты на критсборках и физических стендах. В настоящем сообщении представлены результаты прецизионных измерений интегральных полных сечений ($\bar{\sigma}_t$) взаимодействия нейтронов спектра спонтанного деления ^{252}Cf с атомными ядрами, входящими в состав конструкционных материалов, применяемых в атомной энергетике. Эксперименты выполнены на исследовательском стенде, где сформирован узкий пучок нейтронов от мощного источника ^{252}Cf , достигнут низкий уровень фона и применён высокоэффективный детектор нейтронов "всеволнового" типа. Экспериментальные дан-

ные по коэффициентам пропускания $\bar{T}(pd)$, определенные в широком интервале толщины (d) образцов, сопоставлены с расчетными значениями, полученными при интегрировании микроскопических и групповых констант из различных библиотек ЯЭК по спектру нейтронов ^{252}Cf .

Аппроксимация (по МНК) функций $\bar{\sigma}_t(pd)$ полиномами позволила получить значения $\bar{\sigma}_t(0)$ при нулевой толщине и эффективные значения $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}$ для больших толщин. Первая группа данных используется для проверки и корректировки нейтронных сечений $\sigma_t(E_n)$ в библиотеках ЯЭК, а вторая — для точной оценки ослабления потока нейтронов спектра деления толстыми слоями конструкционных материалов в условиях хорошей геометрии.

Измерения \bar{T} как функции толщины материала выполнены на исследовательском нейтронном стенде, в состав которого входят:

- два защитных бака с водой (\varnothing 105 см, $h = 105$ см), установленных на одной оси вертикально друг под другом;
- источник ^{252}Cf ($Q = 3 \cdot 10^5$ н/с; \varnothing 0,8 мм, $h = 8$ мм — для активной части), размещенный в центре нижнего бака;
- два целевых коллиматора ($l = 50$ см), расположенные в нижнем и верхнем баках по оси и сопряженные по угловому раствору с источником и детектором нейтронов;
- детектор нейтронов в виде блока из полистилена (\varnothing 25 см, $h = 30$ см) с 12 счетчиками СМ-18 (эффективность 30%);
- устройство для установки и перемещения образцов в полости между баками;
- система регистрации потока нейтронов.

Выбор в качестве эталонного источника ^{252}Cf определяется тем, что его спектр нейтронов хорошо известен и легко воспроизводим в лабораторных условиях. Кроме того, источники из ^{252}Cf имеют высокую удельную мощность и выпускаются промышленностью в виде малогабаритных тонкостенных ампул. Эти обстоятельства существенны при измерении $\bar{\sigma}_t$ в геометрии с узким пучком нейтронов. Постоянство спектра и потока нейтронов деления ^{252}Cf позволяют организовать прецизионные измерения \bar{T} и $\bar{\sigma}_t$ для широкого ряда материалов в стандартных условиях, которые трудно реализовать при работе на ускорителе или реакторе.

Конструкция и габариты детектора были выбраны такими, чтобы получить высокую и постоянную эффективность регистрации нейтронов в интервале энергии нейтронов деления. При оптимальном выборе порога дискриминации в амплитудном спектре обеспечивается полная

нечувствительность к γ -квантам и высокая стабильность счетной характеристики (0,1% за сутки).

Размеры цевковых коллиматоров и защитных слоёв удовлетворяют требованиям хорошей геометрии и низкого фона рассеянных нейтронов. Телесные углы от источника на образец и от образца на детектор составляют $2,5 \cdot 10^{-5}$ ср и $2,8 \cdot 10^{-4}$ ср. соответственно. Уровень фона не превышает 0,3% от прямого потока нейтронов.

Устройство регистрации реализовано на электронных блоках системы "Вектор" и обеспечивает автоматический режим измерения и записи данных. Длительность экспозиции задаётся таймером из условия, чтобы статистическая точность измерений была не хуже 0,3%.

В качестве образцов применялись плоскопараллельные диски ($\varnothing 20 + 40$ мм, $d = 5 + 10$ мм), из которых набиралась необходимая толщина слоя. Измерения толщины выполнены с точностью 10 мкм, а плотности - 2 мг/см³ (гидростатическим методом).

Измерения $\bar{T}(d)$ проводились два-три раза, повторяемость серий хорошая. Усредненные по сериям данные были использованы при обработке для получения функций $\bar{\sigma}_t(\rho d)$ и значений $\bar{\sigma}_t(0)$ при нулевой толщине.

Коэффициент пропускания \bar{T} , усредненный по спектру нейтронов спонтанного деления $\Phi(E_n)$, связан с непосредственно измеряемыми величинами формулой:

$$\bar{T}(\bar{\rho} d \bar{\sigma}_t) = \frac{N - N_{\Phi}}{N_0 - N_{\Phi}} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \exp[-\sum_i \sigma_{ti}(E_n) \rho_i d] \Phi(E_n) \varepsilon(E_n) dE_n}{\int_0^{E_{\max}} \Phi(E_n) \varepsilon(E_n) dE_n} \quad (1)$$

где N_0 , N , N_{Φ} - скорости счета при измерении прямого потока нейтронов, при измерении с образцом и в фоновом измерении, $\varepsilon(E_n)$ - эффективность детектора нейтронов, $\sigma_{ti}(E_n)$ - полное сечение для ядер i -того сорта, ρ_i - парциальная плотность i -той компоненты материала, d - толщина образца. Переход от \bar{T} к полному сечению $\bar{\sigma}_t$, усредненному по спектру, возможен лишь при условии $\sum_i \sigma_{ti} \rho_i d \ll 1$, т.е. для тонких образцов. Тогда

$$\sum_i \sigma_{ti} = \frac{\mu}{d \sum_i \rho_i} \quad , \quad \text{где} \quad \mu = -\ln \bar{T} = d \sum_i \rho_i \sum_i \bar{\sigma}_{ti} \quad (2)$$

Соотношение (2) можно условно использовать и для толстых образцов, но при этом $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}(\mu)$ имеет смысл "эффективного" полного сечения, зависящего от толщины образца. Отличие $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}(\mu)$ от $\bar{\sigma}_t(0)$ возникает за счёт изменения исходного спектра нейтронов по мере утолщения слоя, причём характер изменения зависит от энергетической структуры $\sigma_t(E_n)$. Если $\sigma_t(E_n) = \text{const}$, то $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}} = \bar{\sigma}_t(0)$ при всех толщинах. Если же сечение имеет экстремумы или градиенты по E_n , то фильтрация приводит к уменьшению $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}$ по сравнению с $\bar{\sigma}_t(0)$, причём скорость уменьшения $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}$ связана со структурой сечения $\sigma_t(E_n)$, т.е. имеет индивидуальный характер. Таким образом, сравнение расчетных и экспериментальных значений $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}(\mu)$ может дать информацию о возможных расхождениях сечений в более узких спектральных интервалах, чем исходный спектр деления.

Экспериментальные зависимости $\bar{\sigma}_t(\mu)$, полученные нами в определенных интервалах толщин ($d = 0,6 - 11$ см), были аппроксимированы полиномами степени $n \leq 3$ (с выбором оптимального n) по методу наименьших квадратов с учётом статистических погрешностей каждой точки:

$$\bar{\sigma}_t(\mu) = \bar{\sigma}_t(0) + a_1\mu + a_2\mu^2 + a_3\mu^3. \quad (3)$$

В таблице представлены значения $\bar{\sigma}_t(0)$, a_1 , a_2 и a_3 и погрешности $\Delta \bar{\sigma}_t(0)$ для исследованных материалов. Кроме того, приведены расчетные значения $\bar{\sigma}_t(0)$, вычисленные на основе библиотеки ENDF-78 и групповых констант ЕНАБ-78. В расчетах в качестве $\Phi(E_n)$ использовалось распределение Максвелла с температурой $T = 1,42$ МэВ и предполагалось, что $\xi(E_n) = \text{const}$.

Значения $\bar{\sigma}_t(0)$, полученные в прямом эксперименте с ^{252}Cf , согласуются в пределах погрешностей с расчетными значениями, полученными на основе экспериментальных микроскопических сечений $\sigma_t(E)$ для большинства исследованных материалов. Но в ряде случаев (ядра O, Ni, Cu, Cd, Mo) наблюдаются расхождения, которые выходят за доверительный интервал 3σ . Особенно сильное отличие имеет место для кислорода (+15%). Возможная причина - неточное измерение $\sigma_t(E_n)$ в районе узких резонансов за счёт конечного разрешения по энергии и некорректного учёта фильтрации при работе с недостаточно тонкими образцами.

Наиболее сильная зависимость $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}$ от μ наблюдается для водородосодержащих материалов, что связано с быстрым уменьшением

$\bar{\sigma}_t(E_n)$ для ^1H по мере роста E_n . Для исследованных металлов наклон $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}(\mu)$ значительно меньше, чем для полиэтилена. Почти постоянная величина $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}(\mu)$ получилась для вольфрама, что связано со слабым изменением $\bar{\sigma}_t(E_n)$ в области спектра деления.

Экспериментальные и расчетные данные по $\bar{\sigma}_t^{\text{эф}}(\mu)$ для исследованных материалов (значения сечений и погрешности $\Delta\bar{\sigma}_t$ даны в миллбарнах)

Материал	$\bar{\sigma}_t(0)(\Delta\bar{\sigma}_t)$ P=0,95	α_1	α_2	α_3	$\bar{\sigma}_t(0)$	
					ENDL-78	БНАБ-78
H	3843 (35)				3890	3932
D	2583 (46)				2540	2460
IOB	2458 (85)	-0,102			2570	2430
IIВ	2340 (10)	-0,114			2340	2220
Вест	2425 (21)	-0,128			2386	2262
C	2340 (14)	-0,122			2390	2388
CH	6183 (55)	-0,731	0,179	0,026		6320
CH ₂	10025 (84)	-1,113	0,128			10252
O	2471 (109)				2850	2837
H ₂ O	10156 (83)	-1,320	0,168			10701
D ₂ O	7637 (38)	-0,281				7935
Al	3158 (17)	-0,123			3160	3050
Ti	3343 (22)	-0,231			3320	
Fe	3269 (21)	-0,240			3260	3180
Ni	3449 (27)	-0,170				3711
Cu	3491 (18)	-0,060			3690	
Mo	5768 (31)	-0,198			5660	
Sa	5879 (22)	-0,135			5660	5540
г	6866 (12)	-0,020			6820	
гб	6400 (44)	-0,200			6440	6370

Примечание: $\bar{\sigma}_t(0)$ для H, D и O вычислены из данных для C, CH, CH₂, H₂O, D₂O.

Проведенный анализ экспериментальных и расчетных данных убедительно показал, что прецизионные измерения $\bar{\sigma}_t$ на спектре нейтронов деления ^{252}Cf являются простым и надежным способом проверки корректности микроскопических и групповых нейтронных констант в области энергий от 0,1 МэВ до 10 МэВ.

ПЕРЕОЦЕНКА ФАЙЛА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ХРОМА

Т.С.Беланова, А.И.Блохин, Н.Н.Булеева, В.В.Возяков,
А.В.Игнатюк, В.Н.Манохин, В.П.Луцев, А.Б.Пашенко, В.И.Попов

(ФЭИ)

Анализируется совокупность экспериментальных и оцененных данных для составления новой версии файла нейтронных сечений хрома.

Experimental and evaluated data are analyzed for the new version of neutron cross section file for chromium.

Предыдущая оценка нейтронных сечений хрома была подготовлена в Центре по ядерным данным в 1977 г. [1]. Эта оценка была положена в основу групповых констант хрома, рекомендованных для расчета реакторов и защиты [2]. За прошедшие годы наряду с новыми экспериментальными данными появились также более поздние оценки нейтронных сечений JENDL-1 и ENDF/B-V [3]. Учитывая важную роль хрома как конструкционного материала реакторов на быстрых нейтронах, мы проанализировали имеющиеся расхождения результатов различных оценок и сформировали пересмотренную версию файла хрома. В настоящем докладе мы хотим обсудить основные отличия новой оценки.

Область энергий нейтронов до ~ 600 кэВ во всех оценках представлена в виде расширенных изолированных резонансов с добавленной подложкой. Однако резонансные параметры достаточно надежно измерены лишь для наиболее сильных s -резонансов, тогда как для p -резонансов нейтронные и радиационные ширины получены со значительными погрешностями и только в диапазоне энергий до 100 кэВ [4]. Все неопределенности параметризации резонансной структуры нейтронных сечений выше 100 кэВ фактически перенесены в подложку, и при подходе к верхней границе резонансной области подложка определяет от 5 до 80% полных сечений и до 100% сечений захвата [1,3,5]. Хотя подложка при этом и имеет достаточно сложную немонотонную зависимость, тонкая резонансная структура при такой параметризации оказывается потерянной. Недостатки подобного представления сечений проявляются непосредственно при вычислениях факторов самоэкранировки сечений [2]. Чтобы избежать этих недостатков, мы использовали для p - и d -нейтронов представление изолированных неразрешенных резонансов. Энергетическая за-

зисимость средних нейтронных и радиационных ширин определялась из статистического описания усредненных сечений захвата нейтронов в области энергий выше 30 кэВ. Из анализа имеющейся совокупности экспериментальных данных было отдано предпочтение работам [6], результаты которых достаточно хорошо согласуются между собой.

В групповом представлении результаты данной оценки средних сечений существенно не отличаются от нашей прежней оценки [1], но расхождение с другими оценками для сечений захвата в области энергий выше 10 кэВ достаточно велико (см. рис.1). Эти расхождения обусловлены ориентировкой авторов оценок на различные экспериментальные данные, и, по-видимому, лишь новые надежные измерения средних сечений захвата нейтронов смогут устранить имеющиеся разногласия оценок.

Расхождения оценок полных нейтронных сечений при энергиях выше 650 кэВ связаны с выбором различных опорных экспериментов: в оценке [1] использованы данные Сирыкса [7], в ENDF/B-V - данные Пери [8] и в JENDL-1 - оптические расчеты полных сечений с набором параметров, полученным для нейтронов с энергией выше 5 МэВ. Очевидно, что в оптических расчетах оказываются сглаженными флуктуации сечений, и это искажает факторы самоэкранировок. Так как измерения [8] выполнены с несколько лучшим разрешением, чем [7], и в области энергий 2-6 МэВ они лучше согласуются с результатами других авторов, то при пересмотре полных сечений мы приняли оценку ENDF/B-V во всем диапазоне нейтронов от 650 кэВ до 20 МэВ.

При сравнении имеющихся оценок угловых распределений упругорассеянных нейтронов [3,5,9], мы также предпочли оценку ENDF/B-V для энергий нейтронов ниже 1 МэВ и выше 14 МэВ. В области энергий от 1 до 14 МэВ наша оценка угловых распределений была получена в рамках феноменологического подхода, при котором сечения, рассчитанные по оптической модели, корректировались затем на основе экспериментальных данных. Такая корректировка позволяла достичь лучшего описания наблюдаемых угловых распределений, чем расчеты оптической модели с единым набором параметров [3,5]. Различия в оценках угловых распределений хорошо видны при сопоставлении средних значений косинуса угла рассеяния (рис.2), но в целом все оценки удовлетворяют практическим потребностям реакторных расчетов.

Существенные расхождения оценок имеются также в сечениях неупругого рассеяния нейтронов на изолированных уровнях. Особенно значительны эти расхождения для первого 2^+ -уровня изотопа ^{52}Cr (см. рис.3). В оценке ENDF/B-V описание околороговых участков функций возбуждения изолированных уровней было получено на основе данных,

измеренных на $(n, p' \gamma)$ - спектрометре [10]. Эти данные находятся в противоречии с результатами измерений функций возбуждения уровней на спектрометрах по времени пролета [11]. В нашей оценке сечений неупругого рассеяния мы опирались, в первую очередь, на результаты последних экспериментов [11] и теоретическое описание функций возбуждений, согласованное с резонансными значениями нейтронных силовых функций [12]. Мы учли также вклады прямых переходов в функции возбуждения уровней, которые оказываются особенно существенными для энергий нейтронов выше 7 МэВ (рис.3). Включение прямых переходов важно также для корректного описания спектров неупругого рассеяния нейтронов.

Из сопоставления оценок сечений пороговых реакций можно сделать следующие выводы:

1. Нет существенных разногласий в оценках сечений реакции $(n, 2n)$, так как все оценки опираются на экспериментальные данные [13].

2. Оценки сечений реакции (n, p) неплохо согласуются для энергии нейтронов ~ 14 МэВ, но сильно расходятся при энергиях ниже 10 МэВ (рис.4). Появление данных Смита и др. [14] позволяет уточнить оценку в околороговой области.

3. Расхождения оценок сечений реакции (n, α) также значительны, так как они все опираются на чисто теоретические расчеты. Появившиеся в последнее время данные по интегральным сечениям выхода протонов, дейтронов и α -частиц при энергии нейтронов 15 МэВ [15] позволяют откорректировать оценки (n, xp) , (n, xd) - и $(n, x\alpha)$ -реакций.

Мы использовали соотношения статистической теории ядерных реакций (модифицированная программа STAPRE [16]) для одновременного согласованного описания перечисленных выше сечений пороговых реакций и наблюдаемых спектров неупругого рассеяния нейтронов [17].

Описание экспериментальных данных достигалось вариацией параметров плотности уровней и вкладов предравновесного испарения частиц. Рассчитанные нейтронные спектры были приняты в качестве рекомендуемых для всего диапазона энергий налетающих нейтронов от 4 до 20 МэВ.

На основе рассмотренных выше оценок в ЦЯД была подготовлена в формате ENDF/V новая версия файла нейтронных сечений хрома. До конца года предполагается завершить тестирование и проверку согласованности принятых оценок.

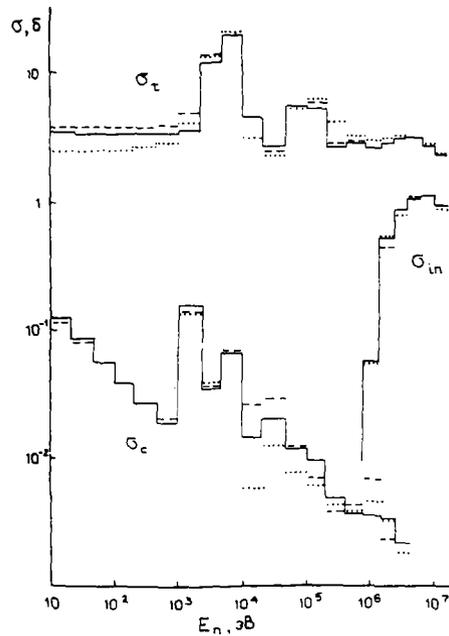


Рис. 1. 28-групповое представление сечений захвата, неупругого рассеяния и полных нейтронных сечений: **пунктир** - оценка JENDL-1, **штриховая кривая** - оценка ENDF/B-V, **сплошная** - оценка ЦЯД-2

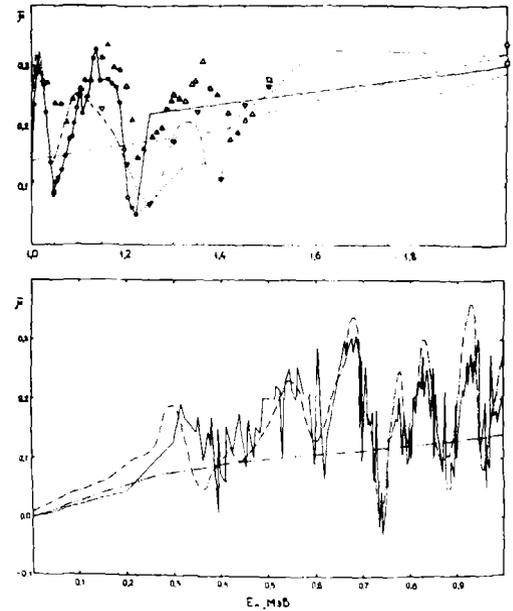


Рис. 2. Энергетическая зависимость среднего косинуса угла упругого рассеяния нейтронов: **сплошная кривая** - оценка ЦЯД, **штрихпунктир** - оценка [9], **штриховая кривая** - оценка ENDF/B-V, **двойной штрихпунктир** - оценка JENDL-1

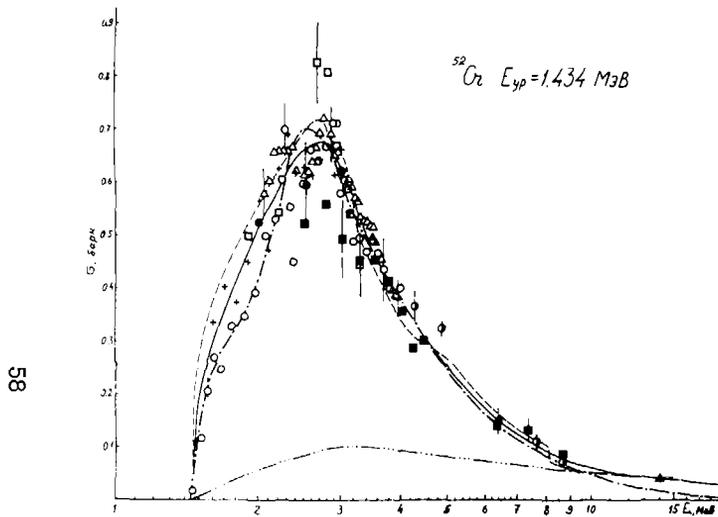
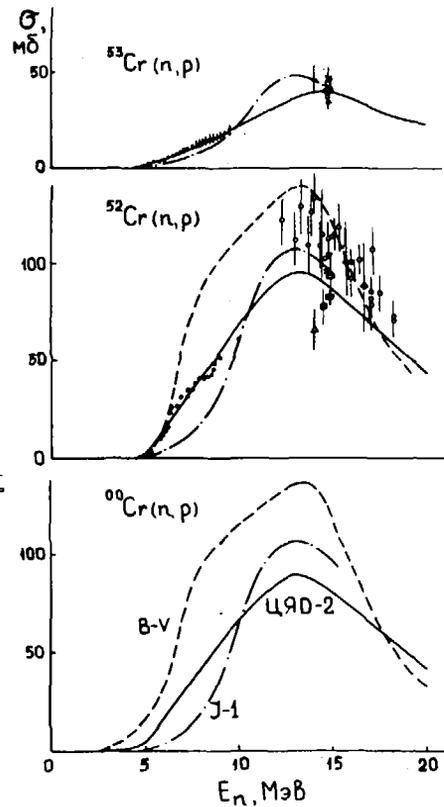


Рис.3. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом 2^+ -уровне изотопа ^{52}Cr : штрихпунктир - оценка В-У, сплошная кривая - данная оценка, тройной штрихпунктир - вклад прямых переходов

Рис.4. Оценка сечений (n,p) -реакции на изотопах хрома: штрихпунктир - JENDL-1, пунктир - ENDF/B-V, сплошная кривая - данная работа



Список литературы

1. Бичков В.М. и др. В кн.: Нейтронная физика. М., ЦНИИ-атоминформ, 1977, ч.4, с.91.
2. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981.
3. Igasaki S. e.a. JAERI-1261, 1979.
4. Prince A., Burrows T.W. ENDF-286, 1979.
5. Mughabghab S. e.a. Neutron Cross-Sections. Academic Press, 1981, v.1.
6. Spencer E.R., Beer H. KfK-2046, 1973.
Rigoleur C., Arnaud A. Proc. on Neutron Cross Sections and Technology, Washington, 1975, v.1, p.367.
Allen B.J. e.a. Spec. Meet. on Neutron Data. Geel, 1977, p.447.
7. Cierjaks S. e.a. EXFOR - 20010.007, 1971.
8. Perey F.G., Kinney W.E. EXFOR - 10342, 1973.
9. Николаев М.Н., Базазяц Н.О. Аннизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
10. Karatzas P.T. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v.67, p.34.
11. Корж И.А. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.1097.
Guenther P.T. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.82, p.408.
12. Возяков В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.4(48), с.44.
13. Frehaut J., Mosinski G. Proc. V Symp. on Interaction of Fast Neutron with Nuclei. - ZfK - 296, Dresden, 1975.
14. Smith D., Meedows A. Nucl. Sci. and Engng, 1980, v.76, p.43.
15. Barschall H.H. In: Neutron Induced Reactions. Bratislava, 1982, p.279.
16. Uhl M., Strohmaier B. Report IRK-76/01, Vienna, 1976.
17. Сальников О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1971, вып. 7, с.134;
18. Пляскин В.И., Трыкова В.И. Там же, 1976, вып. 21, с. 62.

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ХРОМОМ И ЕГО ИЗОТОПАМИ

И.А.Корж, В.А.Мищенко, М.В.Пасечник, Н.М.Правдивый

(ИЯИ АН УССР)

Полученные авторами экспериментальные сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов с энергиями 0,5-7,0 МэВ на хrome и его изотопе хром-52 сравнены с данными других авторов. Совместно с данными по полным сечениям и средним косинусам угла упругого рассеяния все эти экспериментальные сечения в диапазоне энергий 0,5-9,0 МэВ проанализированы и сопоставлены с расчетами в рамках оптико-статистической модели и с результатами современных оценок.

The authors' experimental cross sections of 0.5-7.0 MeV neutron elastic and inelastic scattering on chromium and the isotope chromium-52 are compared with the data of other authors. In conjunction with the total cross sections and average cosine of elastic scattering angle the whole experimental cross sections in the energy range 0.5-9.0 MeV are analysed and compared with the optical-statistical model calculations and the results of the present evaluations.

Получение сечений рассеяния быстрых нейтронов хромом и его изотопами и исследование их динамики имеет большую практическую ценность, т.к. хром является одним из важнейших компонентов конструкционных материалов для ядерных установок и перспективно его использование в относительно больших количествах (~ 30 % состава) в твелах реактора на быстрых нейтронах с диссоциирующим газовым теплоносителем.

Поэтому на хrome проведено довольно много измерений сечений: полных (например, [1-3]), упругого рассеяния [3-17] и неупругого рассеяния при возбуждении дискретных уровней изотопов хрома как методом регистрации сопутствующих гамма-квантов [18-20], так и методом регистрации неупруго рассеянных нейтронов [2, 16, 17, 21]. Однако далеко не весь важный с практической точки зрения энергетический диапазон исследован достаточно полно. К тому же зачастую имеются существенные расхождения между данными разных авторов, особенно при энергиях ниже 3 МэВ. Это вызывает постоянную необходимость в проведении достаточно точных и систематических измерений сечений.

Измерения на разделенных изотопах дают возможность получать сечения: неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении дискретных уровней с большей точностью и надежностью. Методом времени пролета с хорошим разрешением [22, 23] нами были измерены сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,5; 2,0; 2,5 и 3,0 МэВ на изотопах $^{50, 52, 54}\text{Cr}$ [24-26] и с энергиями 5,0; 6,0 и 7,0 МэВ на изотопе ^{52}Cr [27, 28]. Также на изотопном образце ^{52}Cr в работе [17] получены сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 4,07-8,56 МэВ.

В качестве примера на рис. 1 приведены измеренные нами дифференциальные сечения упругого рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении двух нижайших уровней ядра ^{52}Cr при энергиях нейтронов 1,5-7,0 МэВ. Для сравнения с ними на рисунке приведены также результаты расчетов этих сечений по сферической оптической модели (ОМ) с усредненными параметрами потенциала [29], по методу сильной связи каналов (СК) [30] и по статистической модели Хаузера-Фешбаха-Мольдауэра (ХФМ) [31]. Метод расчета сечений по статистической модели, в котором учтены как дискретные уровни ^{52}Cr до энергии 4,8 МэВ, так и более высоковозбужденные уровни в виде континуума с плотностью уровней, определяемой моделью Ферми-газа [32] с параметрами из работы [33], описан в работах [34, 35]. Из рис. 1 видно, что в рамках оптико-статистического подхода можно достаточно хорошо описать приведенные сечения рассеяний.

Для сопоставления с данными других авторов на рис. 2 приведены энергетические зависимости интегральных сечений упругого рассеяния, полученных нами и другими авторами. Для полноты анализа приведены также данные по полным сечениям и средним косинусам угла упругого рассеяния. Для сравнения с результатами модельных расчетов все сечения, полученные с разрешением меньше 50 кэВ, усреднены по энергетическому интервалу 200 кэВ. Из рисунка видно, что расхождения между результатами измерений полных сечений в трех разных лабораториях не превышают 7-10%. Ситуация в отношении сечений упругого рассеяния, где данных достаточно много, особенно в нижней части исследуемого энергетического диапазона, в общем подобна, хотя разбросы при энергиях до 3 МэВ больше. В данных по средним косинусам угла упругого рассеяния при энергиях нейтронов ниже 2 МэВ видна довольно сильная резонансная структура и, при общей синхронности хода энергетической зависимости, между тремя наборами данных [7-9] имеются значительные расхождения систематического характера. При более высоких энергиях согласие между данными разных авторов лучше.

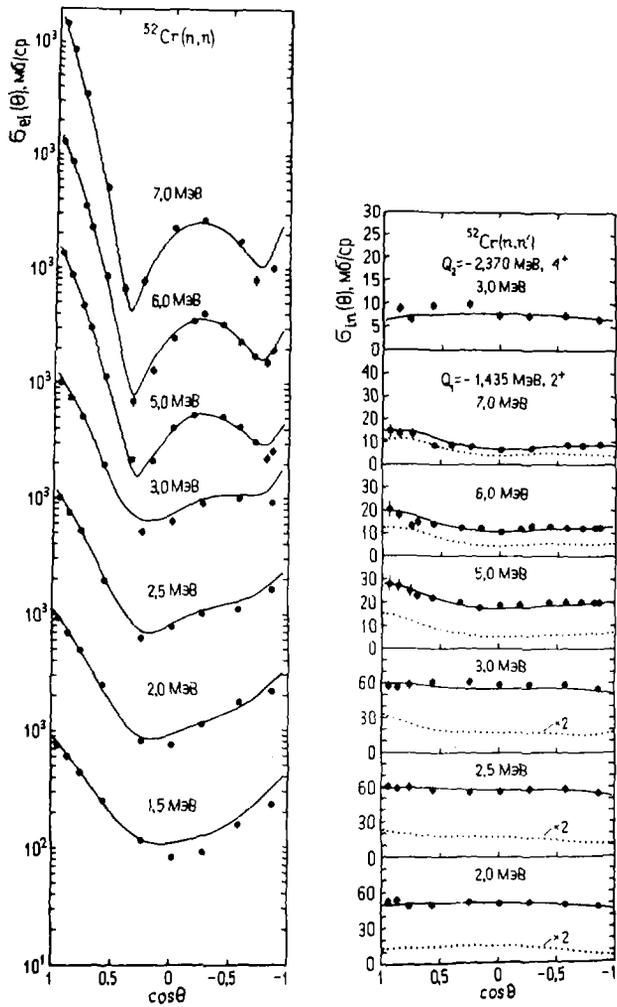


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов с энергиями 1,5-7,0 МэВ ядром хром-52: точки - экспериментальные сечения; сплошные линии для упругого рассеяния - сечения, рассчитанные по ОМ и статистической модели ХОМ, для неупругого рассеяния - сечения, рассчитанные по СК и статистической модели ХОМ; пунктирные линии - сечения, рассчитанные по СК

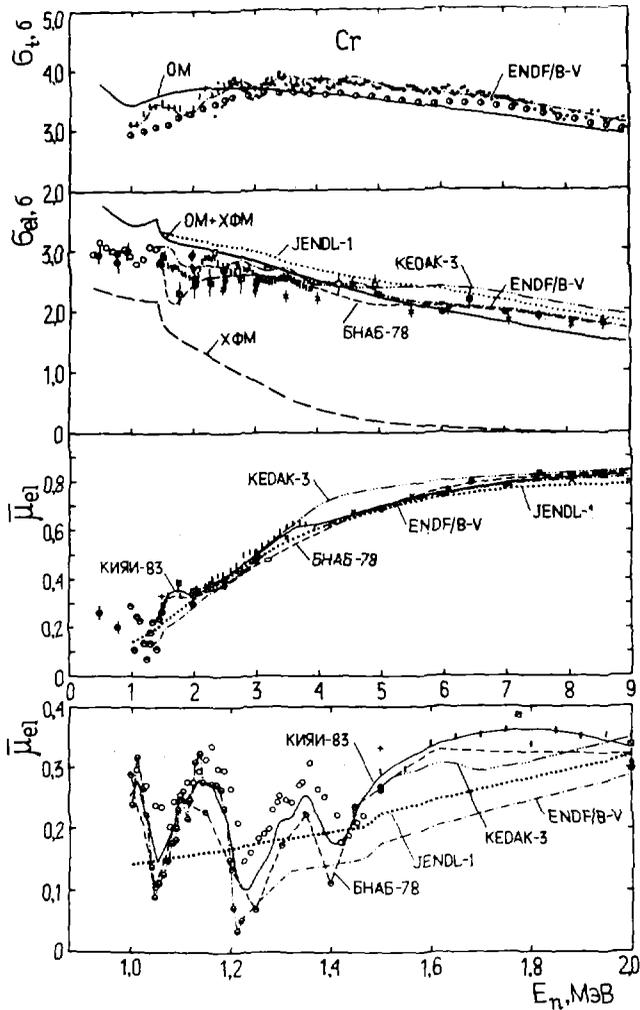


Рис.2. Энергетические зависимости полных сечений, интегральных сечений упругого рассеяния нейтронов и среднего косинуса угла упругого рассеяния нейтронов в диапазоне энергии 0,5-9,0 МэВ. Экспериментальные данные: \bullet - [1], \circ - [2], \square - [3], \square - [4], \ominus - [5], \oplus - [6], \ominus - [7], \ominus - [8], \circ - [9], \square - [10], \square - [11], $+$ - [12], \blacklozenge - [13], \square - [14], \times - [15], \square , \blacksquare (изотоп) - [17], \bullet - [24-28]. Линии - результаты расчетов по оптической модели (ОМ) и статистической модели (ХФМ), а также данные современных оценок БНАБ-78, ENDF/B-V, KEDAK-3, JENDL-1, КИЯИ-83

Энергетические зависимости интегральных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 0,5–9,0 МэВ при возбуждении трех нижайших уровней ядра ^{52}Cr приведены на рис.5. Из рисунка видно, что при энергиях нейтронов ниже 3 МэВ наблюдается значительный разброс данных, часто превышающий их экспериментальные погрешности; особенно это относится к данным, полученным из измерения выхода гамма-квантов, сопутствующих неупругому рассеянию нейтронов. Наши данные хорошо согласуются с общим ходом энергетической зависимости и способствуют устранению существующих противоречий между данными разных авторов, а при энергиях выше 5 МэВ – заполнению существующих пробелов в сечениях.

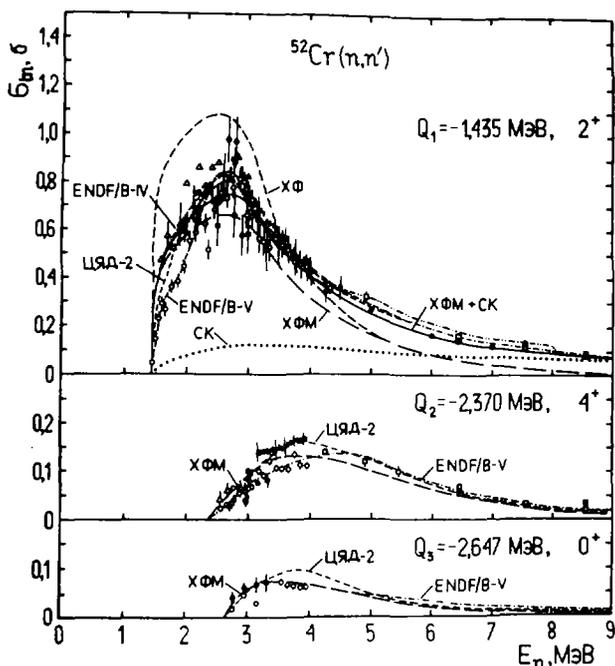


Рис.5. Энергетические зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергиями от порога до 9,0 МэВ при возбуждении трех нижайших уровней ядра хром- 52 . Экспериментальные сечения: \blacksquare - [16], \square - [17], \blacksquare - [18], \blacktriangle - [19], \circ - [20], \bullet - [24-28]. Линии - результаты расчетов по статистической теории без учета флуктуаций ширины уровней (ХФ) и с учетом их (ХФМ) и по методу связи каналов (СК), а также данные современных оценок ЦЯД-2, ENDF/B-IV, ENDF/B-V

Приведенные на рис.2 и 3 экспериментальные данные сопоставлены с результатами модельных расчетов в рамках оптико-статистического подхода: по ОМ, по СК, по ХСМ, а также по статистической модели Хаузера-Фешбаха (ХФ) [36]. Видно, что даже при использовании набора усредненных параметров оптического потенциала достигается достаточно хорошее описание экспериментальных данных в исследуемом энергетическом диапазоне, за исключением заметных расхождений для полных сечений и сечений упругого рассеяния при энергиях ниже 3 МэВ.

Для сравнения с экспериментальными данными, с результатами модельных расчетов и между собой, на рис.2 и 3 приведены также результаты известных систем оценок БНАБ-78 [37], ЦЯД-2 [38], ENDF/B-IV [39], ENDF/B-V [40], KEDAK-3 [41] и JENDL-1 [42] при соответствующих усреднениях по энергетическому интервалу.

Результаты оценок полных сечений, как видно на примере оценки ENDF/B-V, в общем хорошо соответствуют экспериментальным данным. Оценки сечений упругого рассеяния заметно различаются между собой. Лучше всего с совокупностью экспериментальных сечений согласуется оценка ENDF/B-V. Между оценками средних косинусов угла упругого рассеяния имеются существенные различия, особенно в области энергий до 2 МэВ. Это объяснимо тем, что в основу некоторых оценок положена та или иная экспериментальная работа. Естественно, более надежная оценка может быть получена при учете всей совокупности экспериментальных данных. Именно такой принцип положен в основу проведенной нами оценки среднего косинуса угла упругого рассеяния (КИЯ-83), также приведенной на рис.2.

Заметные различия между результатами оценок сечения неупругого рассеяния, которые видны на рис.3, отражают как различия в подходах, так и сложность самой процедуры оценки. Больше доверие вызывают результаты оценок, основывающихся на совокупности имеющихся данных по сечениям. Исходя из представленной на рис.3 информации, есть основания утверждать, что в настоящее время оценка ЦЯД-2 лучше всего отражает современное состояние данных.

Как видно из рис.2 и 3, новые экспериментальные данные по сечениям для хрома и его изотопов были бы полезны как для устранения еще оставшихся противоречий в нижней части исследуемого энергетического диапазона, так и для заполнения пробелов в данных в его верхней части. Однако даже на основании имеющегося экспериментального материала имеется возможность получения достаточно надежных оценочных данных по сечениям рассеяний для хрома, а уровень развития оптико-статистической модели достаточен для довольно уверенного

получения интерполяционных и экстраполяционных оцененных данных для энергетических областей, где данные отсутствуют или недостаточны надежны.

Список литературы

1. Foster D.G., Jr., Glasgow D.W.- Phys.Rev., 1971, v.C3, p.576.
2. Neustead C.M., Cierjacks S.- KFK-2060, Karlsruhe, 1974, 18 p.
3. Smith A.B., Guenther P.T., Whalen J.F.- In: Nucl.Cross Sect.for Technol. Proc.Internat.Conf. (Knoxville, 1979).- Wash., U.S.Dep. Comm. NBS Spec.publ. No 594, 1980, p.168; Guenther P.T., Smith A.B., Whalen J.F.- Nucl.Sci.and Eng., 1982, v.82, p.408.
4. Сальников О.А.- Атомная энергия, 1957, т.3, с.106.
5. Gilboy W.B., Towle J.H.- Nucl.Phys., 1963, v.42, p.86.
6. Корж И.А., Скляр Н.И., Тощий И.А.- Укр.физ.ж., 1964, т.9, с.577.
7. Smith A.B., Guenther P.T. Some elastic angular distributions: a status report, INDSWG-48.- Argonne, ANL, 1964.
8. Cox S.A. Взято по: Garber D.I. et al.(Eds.). Angular distributions in neutron-induced reactions, BNL-400, 3rd Ed., v.II, 1970.
9. Smith A.B.- Ibid.
10. Kazakova L.Ya, Kolesov V.E., Popov V.I. et al.- In: Nucl.Struct. Study with Neutrons. Proc.Internat.Conf. (Antwerpen, 1965).- Antwerpen, 1966, p.576.
11. Becker A.L, Guindon W.G., Smith G.J.- Nucl.Phys., 1966, v.89, p.154.
12. Корж И.А., Мищенко В.А., Пасечник М.В. и др.- Укр.физ.ж., 1967, т.12, с.1571.
13. Пасечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е. и др.- Ядер.физика, 1970, т.II, с.958.
14. Holmqvist B., Johansson S.G., Lodin G. et al.- AE-Repts, Studsvik, AE-385, 1970, 27 p.
15. Holmqvist B., Wiedling T.- AE-Repts, Studsvik, AE-430, 1971, 237 p.
16. Федоров М.Б., Яковенко Т.И.- В кн.: Нейтрон.физ. Матер. 2-ой Всес.конф. (Киев, 1973), ч.3.- Обнинск, 1974, с.56.
17. Kinney W.E., Perey F.G.- Rept ORNL-4806, Oak Ridge, 1974, 45 p.
18. Van Patter D.M., Nath N., Shafroth S.M. et al.- Phys.Rev., 1962, v.128, p.1246.
19. Бродер Д.Л., Колесов В.Е., Лашук И.П. и др.- Атомная энергия, 1964, т.16, с.103.
20. Karatzas P.T., Couchel G.P., Barnes B.K. et al.- Nucl.Sci.and Engng, 1978, v.67, p.37.
21. Almen-Ramström E.- AE-Repts, Studsvik, AE-503, 1975, 108 p.
22. Лук В.В., Козарь А.А., Корж И.А. и др.- В кн.: Нейтрон.физ. Матер. 2-ой Всес.конф. (Киев, 1973), ч.4.- Обнинск, 1974, с.203.
23. Корж И.А., Мищенко В.А., Санжур И.Е.- Укр.физ.ж., 1980, т.25, с.109.
24. Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н. и др.- В кн.: Нейтрон. физ. Матер. 3-ей Всес.конф. (Киев, 1975), ч.4.- М., 1976, с.220.
25. Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н. и др.- Ядер.физика, 1977, т.26, с.1151.
26. Pasечnik M.V., Korzh I.A., Mozhhukhin E.N.- In: Nucl.Cross Sections for Technol. Proc.Internat.Conf. (Knoxville, 1979).- Wash., U.S.Dep.Comm. NBS Spec.publ. No 594, 1980, p.893.
27. Корж И.А., Мищенко В.А., Правдивый Н.М.- Ядер.физика, 1982, т.35, с.1097.

28. Korzh I.A., Mishchenko V.A., Pasechnik M.V., Pravdivy N.M.- In: Nucl.Data for Sci.and Technol. Proc.Internat.Conf. (Antwerpen, 1982).- Dordrecht-Boston-London, 1983, p.159.
29. Ласечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е.- В кн.: Нейтрон.Физ. Ма-тер. 1-ой Всес.конф. (Киев, 1971), ч.1.- Киев, 1972, с.253.
30. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С.- В кн.: Вопр.атом.науки и техн. Сер. Ядер.конст., вып.13.- М., 1974, с.59.
31. Moldauer P.A.- Phys.Rev., 1963, v.129, p.754; 1964, v.B135, p.642; v.B136, p.947.
32. Gilbert A., Cameron A.G.W.- Can.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
33. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M.- Nucl.Phys., 1973, v.A127, p.269.
34. Корж И.А., Кашуба И.Е., Голубова А.А.- В кн.: Нейтрон.Физ. Ма-тер. 3-ей Всес.конф. (Киев, 1975), ч.4.- М., 1976, с.203.
35. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Коренной В.П., Суховицкий Е.М.- В кн.: Вопр.атом.науки и техн. Сер. Ядер.конст., вып.20.- М., 1975, с.164.
36. Hauser W., Feshbach H.- Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.
37. Абагян Л.П., Базазян Н.О., Николаев М.Н., Цыбуля А.М. Группо-вые константы для расчета реакторов и защиты/ под ред. М.Н.Нико-лаева.- М., Энергоиздат, 1981, 252 с.
38. Возяков В.В., Бычков В.М., Лунев В.П., Попов В.И.- В кн.: Вопр. атом.науки и техн. Сер. Ядер.конст., вып.48.- М., 1982, с.44.
39. Prince A. Evaluation of chromium neutron and gamma production cross sections for ENDF/B-IV.- Upton, N.Y., BNL, 1976, 120 p.
40. Prince A., Burrows T.W. Evaluation of natural chromium neutron cross sections for ENDF/B-V.- Upton, N.Y., BNL, 1979, 86 p.
41. Goel B. Graphical representation of the German Nuclear Data Lib-rary KEDAK. Part I: Nonfissile materials.- Karlsruhe, 1975, KFK-2233, 478 p.
42. Igarasi S., Nakagawa T., Kikuchi Y. et al.- Rept JAERI-1261, 1979.

УЧЕТ СТРУКТУРЫ СВЯЗИ КОЛЛЕКТИВНЫХ КАНАЛОВ ПРИ АНАЛИЗЕ
И ОЦЕНКЕ СЕЧЕНИЙ ХРОМА И МОЛИБДЕНА

М.Б. Фёдоров, Т.И. Яковенко
(ИЯИ АН УССР)

Показано, что обобщённая оптическая модель с преимущественным поглощением в однофононных каналах позволяет получить удовлетворительное описание полных сечений σ_t , ^{92}Mo , ^{100}Mo в области реакторного спектра. Обоснована зависимость от энергии глубины поглощения для однофононных каналов.

It has been shown that generalized optical model with a preferential absorption in one-phonon channels enable the satisfactory description of total neutron cross sections for Cr, ^{92}Mo , ^{100}Mo at the energies of reactor spectrum. The energy dependence of the absorption potential depth for one-phonon channels is grounded.

Анализ данных по нейтронным сечениям свидетельствует о том, что общепринятые варианты оптической модели не обеспечивают удовлетворительного описания нейтронных сечений в широкой области энергий реакторного спектра. Так, согласно [1, 2] хорошие результаты для усреднённых полных сечений $\bar{\sigma}_t$ ядер Cr , Fe , Ni могут быть получены при энергиях $E \geq 3$ МэВ; при низких энергиях расчётные сечения заметно превышают экспериментальные.

Ранее показано [3, 4, 5], что одним из возможных способов преодоления указанных трудностей является применение однофононного варианта обобщённой оптической модели (ООМ) с малым значением параметра $W_5^{(0)}$ глубины поверхностного потенциала поглощения в каналах упругого рассеяния при значениях соответствующего параметра $W_5^{(1)}$ для каналов с возбуждением 2^+_1 -состояний, близком к общепринятому (10 - 13 МэВ).

На рис. 1 и 2 приведены расчётные энергетические зависимости полных нейтронных сечений σ_t , ^{92}Mo , ^{100}Mo в сравнении с имеющимися экспериментальными и оценёнными данными. Из рисунков видно, что использование предложенного в [3] варианта ООМ позволяет получить

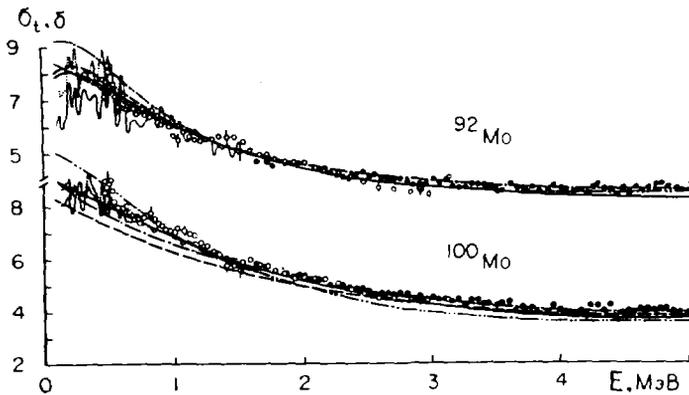


Рис.1. Полные нейтронные сечения изотопов ^{92}Mo и ^{100}Mo :
 ○ - данные [6]; ● - данные [7]; ○ - данные [8]; ~ - данные [9]; ~ - данные Диваденама и др. [10]; — - расчёты по OOM с параметрами I; - - - - - то же, с параметрами II; - - - - - расчёты по сферической модели (COM) с индивидуальной подгонкой параметров; - - - - - расчёты по COM с параметрами [II]

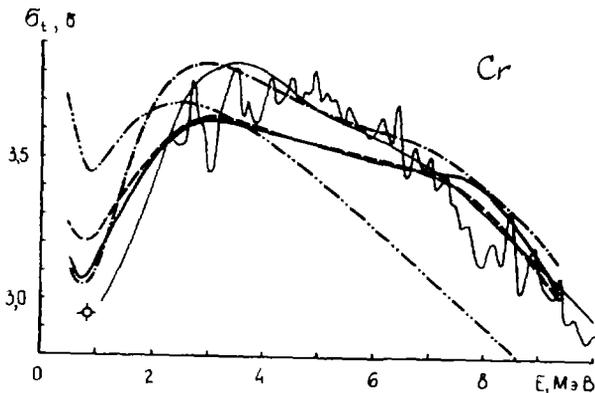


Рис.2. Полные нейтронные сечения хрома; ~ - данные для ^{52}Cr , усреднённые в интервалах 0,1 МэВ [12]; — - усреднённый ход энергетической зависимости для естественного хрома [2]; ○ - сечение, полученное в настоящей работе; — - расчёт по OOM с параметрами II; - - - - - то же, с параметрами I; - - - - - то же, с параметрами III; - - - - - расчёт по COM с параметрами [II]

удовлетворительное описание полных сечений в весьма широкой энергетической области без введения подбираемой зависимости параметров оптического потенциала от энергии (табл.); параметры деформации β брались из [13]. Расчёты показывают при этом, что более качественная подгонка сечений к данным эксперимента может быть получена при значениях параметра $W_5^{(1)}$, убывающего с ростом энергии. С точки зрения подхода [3], такое поведение $W_5^{(1)}$ может быть обосновано путём учёта влияния двухфононных каналов на потенциал поглощения в однофононных каналах.

Параметры потенциала ООМ, использованные при расчётах полных сечений

(V - глубина действительной части потенциала Вудса-Саксона $V_c(r)$, $W_5^{(0)}$ - глубина потенциала поглощения в форме производной от зависимости Вудса-Саксона для каналов упругого рассеяния, $W_5^{(1)}$ - то же для однофононных каналов, V_{50} - глубина спин-орбитального потенциала в форме Томаса, a , a_s - соответственно диффузность действительной и мнимой частей потенциала, $R = r_0 A^{1/3}$ - радиус, одинаковый для всех факторов)

Изотоп	V , МэВ	$W_5^{(0)}$, МэВ	$W_5^{(1)}$, МэВ	V_{50} , МэВ	r_0 , фм	a , фм	a_s , фм
^{52}Cr	I	49,15	1,24	13	7,5	1,25	0,53
	II	49,15	2,1	13	8,8	1,25	0,49
	III	49,15	2,1	8	8,8	1,25	0,49
^{92}Mo	I	50,8	3,0	13	5,5	1,22	0,61
	II	50,8	3,0	8	5,5	1,22	0,61
^{100}Mo	I	50,3	3,0	13	5,5	1,22	0,61
	II	50,3	3,0	8	5,5	1,22	0,61

Полагая, что часть $iW_5^{(1)}(r)$ полного потенциала поглощения $iW_5(r)$ однофононных каналов обусловлена их прямой связью с одночастично-двухфононными конфигурациями составной системы и используя метод [14], получаем:

$$\begin{aligned}
 W_5^{(1)}(r) = & 1,47 \cdot 10^{-2} (\beta^2 R V^2 / a) \exp(-2,205 \alpha^2 \kappa_i^2) 4 \exp \frac{r-R}{a/\sqrt{2}} \times \\
 & \times (1 + \exp \frac{r-R}{a/\sqrt{2}})^{-2} \exp\{2,205 \alpha^2 [(2m/\hbar^2) V_c(r) + e_i(l_i+1)/r^2]\} \times \\
 & \times \sum_{\lambda} (2j_{i+1}+1)(2j_{\lambda}+1)(2I_{\lambda}+1) \langle j_1 j_{\lambda} - 1/2 \sqrt{2} | 20 \rangle^2 W^2(j_1 2 j_{\lambda} I_{\lambda}; J 2) \times \\
 & (r_{\lambda}/2) [(E_{\lambda}-E)^2 + r_{\lambda}^2/4]^{-1},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где индекс i относится к однофоновому каналу с набором квантовых чисел орбитального l_i , полного j_i моментов нейтрона и спина возбуждённого ядра, I_i ; индекс λ соответствует двухфоновым каналам; K_i - волновое число в однофоновом канале; E_λ и Γ_λ - соответственно энергии и ширины резонансов двухфоновно-одночастичных состояний; J - полный момент системы.

Исходя из (1), можно обосновать более грубое приближение слабо зависящего от энергии потенциала поглощения, если предположить согласно [14], что глубина этого потенциала соответствует максимумам зависимости (1), а

$$W_i(\epsilon) = W_i^S(\epsilon) + W_i^W(\epsilon), \quad (2)$$

где $W_i^W(\epsilon)$ обусловлено каналами неколлективной природы и приблизительно совпадает с потенциалом поглощения во входном канале. Для глубины поверхностного потенциала поглощения при этом можно полагать:

$$W_S^{(i)} = (W_S^{(i)}/\epsilon_{i0} - W_S^{(0)}) \exp(-2,205a^2 K_i^2) [1 + \Gamma_2^P(\epsilon - \epsilon_2)/\Gamma_2^A]^{-1} + W_S^{(0)}, \quad (3)$$

где Γ_2^P и Γ_2^A - одночастичная ширина и ширина поглощения соответственно для двухфоновных каналов, ϵ_2 - энергетический центр тяжести двухфоновного триплета.

Считая, что значение параметра $W_S^{(i)} = 13$ МэВ является близким к оптимальному для низких энергий (рис. 1 и 2), и используя для оценки зависимости одночастичной ширины от энергии приближение прямоугольной потенциальной ямы, для параметров ^{52}Cr II (табл.) получаем энергетическую зависимость глубины потенциала поглощения, приведённую на рис. 3. Результат является физическим обоснованием выводов, полученных из указанных выше феноменологических расчётов, и может оказаться полезным при оценке данных.

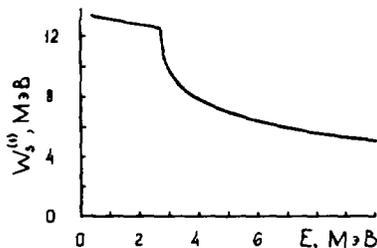


Рис. 3. Энергетическая зависимость глубины потенциала поглощения в однофоновных каналах ООМ для ^{52}Cr , основанная на приближенном учёте влияния двухфоновных каналов

Список литературы

- I. Бычков В.М. и др.-Нейтронная физика (Материалы 2^й Всесоюз. конф. по нейтрон. физике, Киев, 1973). Обнинск, 1974, ч. I, с.316.
2. Бычков В.М. и др.-Нейтронная физика (Материалы 3^й Всесоюз. конф. по нейтрон. физике, Киев, 1975). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. I, с.160.
3. Фёдоров М.Б.-Ядерная физика, 1980, т.32, вып.2(8), с.392.
4. Фёдоров М.Б. и др. Нейтронная физика (Материалы 5^й Всесоюзной конф. по нейтрон. физике, Киев, 1980). М., ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I, с.309.
5. Fedorov M.B. In: Nuclear data for science and technology (Proc. Internat.conf., Antwerp, 1982). Brussels, Luxemburg, 1983, p.562.
6. Ласечник М.В. и др. Нейтронная физика (Материалы 5^й Всесоюзной конф. по нейтрон. физике, Киев, 1980). М., ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I, с.304.
7. Smith A.B. e.a. - Nucl. Phys. A., 1975, v.244, N 2, p.213.
8. McDaniel F.D. e.a. - Phys. Rev. C, 1974, v.10, N3, p.1087.
9. Lambropulos P. e.a. - Nucl. Phys. A, 1973, v.201, N 1, p.1.
10. MackGregor M.H. e.a. Neutron-induced interaction: tabulated exp. data, UCRL-50400, Lawrence Livermore Lab., USA, 1976, v.10, Rev.1.
- II. Ласечник М.В. и др. Нейтронная физика (Материалы Всесоюз. совещания по нейтрон. физике, Киев, 1971). Киев, Наукова думка, 1972, ч. I, с.253.
12. Foster D., Glasgow D.-Phys. Rev. C, 1971, v.3, N 2, p.576.
13. Stelson P.H., Grodzins L. - Nucl. Data A, 1965, v.A1, p.21.
14. Фёдоров М.Б.-Ядерная физика, 1982, т.36, вып.6(12), с.1368.

ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ ОБРАЗЦАМИ ТИТАНА
И ХРОМА ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЕЛИЗИ I МэВ

В.Д. Овдженко, Н.Т. Скляр, Г.А. Сметанни,
М.Б. Федоров, Т.И. Яковенко
(ИЯИ АН УССР)

Измерены пропускания нейтронов образцами титана толщиной до 39 см при энергиях 545, 710, 870 кэВ и хрома толщиной до 46,5 см при энергиях 490, 550, 655, 820, 1140, 1250, 1355 кэВ. Полученные экспериментальные данные сравниваются с расчётами на основе теории Зарёцкого-Сироткина-Урина.

Neutron transmissions of titanium samples with thicknesses to 39 cm at energies 545, 710, 870 keV and chromium samples with thicknesses to 46,5 cm at energies 490, 550, 655, 820, 1140, 1250, 1355 keV have been measured. The obtained experimental data are compared with the calculation on the basis of Zaretsky-Sirotkin-Urin theory.

Экспериментальное исследование пропускания нейтронов образцами титана и хрома большой толщины стимулировалось, прежде всего, потребностями реакторостроения. Функции пропускания нейтронов необходимы для корректного учёта эффектов резонансной структуры при расчётах реакторов и защиты. Кроме того, формализм, разработанный в [1], позволяет включить данные по пропусканиям в общую схему оптико-статистического анализа.

Техника и результаты эксперимента. При исследовании пропусканий нейтронов применялась типичная для таких экспериментов геометрия [2]. Использовались образцы титана и хрома естественного изотопного состава с толщиной от 0,7 до 39 см и от 0,7 до 46,5 см соответственно.

По сравнению с работой [2] установка усовершенствована введением конического коллиматора из оргстекла со свинцовой горловиной, который располагался между мишенью ускорителя и образцом, что позволило существенно понизить фон от нейтронов, испущенных из мишени под малыми углами. Нейтроны, прошедшие образец, регистрировались пластическим сцинтиллятором, который просматривался двумя фотоумножителями (ФЭУ-30 и ФЭУ-13), включёнными на совпадения. Исследуемые образцы располагались на расстоянии 85 см от мишени электростатического ускорителя при полной пролётной базе мишень-

детектор 185 см. Применялись LiF и TiI мишени толщиной 1,3 мг LiF/см² и (1,1 - 2,1) мг Ti/см² соответственно. Использование методики времени пролёта позволило исключить регистрацию γ -квантов из мишени ускорителя и значительную часть равномерно распределённого по спектру фона; фон шумовых импульсов фотоумножителей эффективно подавлялся схемой совпадений с разрешающим временем 10 нс. Чередование экспозиции с регистрацией импульсов прямого пучка, прошедших через образец нейтронов, и фона осуществлялись автоматически через короткие промежутки времени, определяемые заданным числом отсчётов монитора. Усовершенствованная по сравнению с [2] схема автоматики позволила определять в одном измерении пропускания для шести толщин образца. Мониторирование осуществлялось "всеволновым" счётчиком. Контрольным монитором служил интегратор тока на мишень. Использовались токи пучка протонов до 6 мкА; собственное временное разрешение спектрометра не превышало 4 нс.

На рис. 1, 2 приведены пропускания нейтронов образцами титана и хрома для ряда энергий нейтронов, указанных на рисунках справа. Кроме специально указанных случаев экспериментальные погрешности не превышают размеров точек. Поправки на рассеяние нейтронов в детектор, оценённые как аналитические, так и методом Монте-Карло, не превышают 1 % для максимальной толщины.

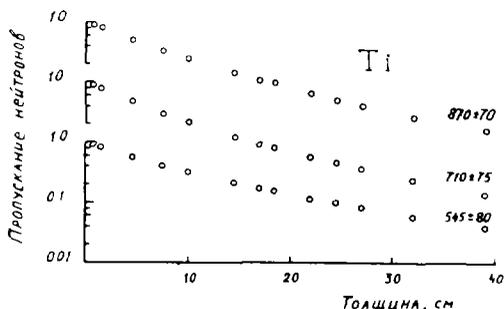


Рис. 1. Экспериментальные пропускания нейтронов образцами титана. Справа указаны энергии нейтронов и их разброс за счёт толщины мишени ускорителя

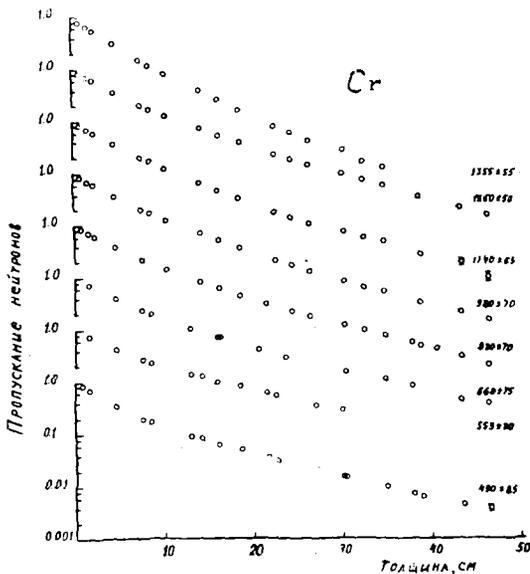


Рис. 2. Экспериментальные пропускания нейтронов образцами хрома. Справа указаны энергии нейтронов и их разброс за счёт толщины мишени ускорителя

Анализ экспериментальных данных. В работе [1] получена компактная формула для пропусканий нейтронов образцами произвольной толщины (nh) в одноканальном случае

$$\bar{T} = \prod_j \exp(-a_{1j}) [I_0(a_{1j}) + 2\text{Re} \sum_{l=1}^n \frac{1}{a_{1j}} I_l(a_{1j})], \quad (1)$$

где $a_{1j} = 2\pi\lambda^2(j+1/2)nh$, $I_n(a_{1j})$ - модифицированные функции Бесселя. Измеренные пропускания для титана и хрома получены при энергиях нейтронов, не превышавших энергии первых возбуждённых уровней основных изотопов, а сечениями радиационного захвата можно пренебречь, т.е. реализуется одноканальный случай.

Элементы усреднённой S -матрицы рассчитывались по обобщённой оптической модели, в которой связь каналов, соответствующих основному и первому 2^+ -состояниям ядра-мишени, учитывались явно (однофононное приближение). Влияние других каналов учитывалось неявно наличием мнимой части потенциала. В соответствии с [3] допускалось, что эффект многофононных состояний может приводить к различной глубине потенциала поглощения в нуль- и однофононных каналах.

Использовался потенциал вида

$$-V^{(i)}(r) = V_0 f(r, R, a) - 4i s_{\nu} c_{\nu}^{-1} \left\{ df(r, a, c_w) / dr \right\} + V_{so} (\lambda_{\pi}^2 / r) \left\{ df(r, a, e) / dr \right\} [j(j+1) - 1(1+1) - 3/4] \quad (2)$$

$$f(r, a, e) = 1 - \exp\left(-\frac{r-R}{a}\right) - 1, \quad R = r_0 A^{1/3}, \quad \lambda_{\pi}^2 = 2 \text{ Фм},$$

где индексом i обозначены входной ($i=0$) и однофононный ($i=1$) каналы. Предполагалось, что флуктуации полных сечений для различных изотопов одного элемента не коррелируют, и пропускание образца естественного изотопного состава рассчитывалось как $\bar{T} = \prod_K \bar{T}_K$, где \bar{T}_K - парциальные пропускания для отдельных изотопов. Для малораспространённых изотопов использовалось приближение экспоненциального ослабления. Усреднённые полные сечения этих изотопов принимались равными $\bar{\sigma}_t$ для естественного элемента ввиду отсутствия соответствующих экспериментальных данных. Поправки на эффект Доплера вводились согласно [7].

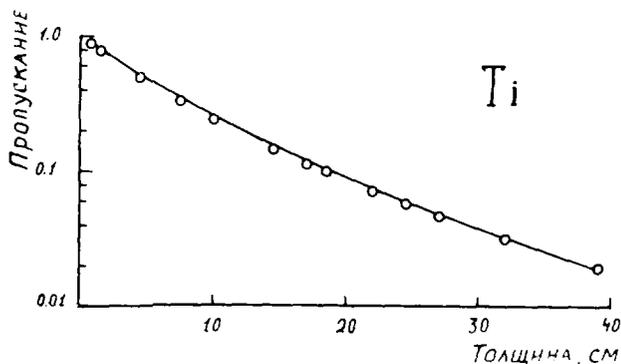


Рис. 3. Усреднённые экспериментальные пропускания для титана (точки) и расчёт при $E = 710$ кэВ (сплошная кривая)

На рис. 3,4 приведены результаты сравнения экспериментальных пропусканий, усреднённых в энергетическом интервале ~ 300 кэВ с расчётами по [1]. При расчётах использовались следующие параметры ООМ: $r_0 = 1,25$ Фм, $r_w = 0,47$ Фм, $\epsilon_{\nu}^{(1)} = 13$ МэВ (фиксировались согласно [3]), параметры квадрупольной деформации $\beta = 0,265$ для титана и $\beta = 0,23$ для хрома взяты из [4]; $V_0, c_{\nu}^{(1)}, e$ и V_{so} варьировались таким образом, чтобы обеспечить приемлемое согласие теоретических результатов с экспериментальными значениями σ - и p -силовых функций, радиусов потенциального рассеяния и энергетической зависимости полных нейтронных сечений в области 0,4 - 5 МэВ. Полученные таким образом параметры: $r_0 = 50,3$ МэВ, $a = 0,53$ Фм, $\epsilon_{\nu}^{(1)} = 2$ МэВ,

$v_{30} = 7,5$ МэВ [5] для титана и $v_0 = 49,15$ МэВ, $a = 0,53$ Фм, $\sigma_s^{(0)} = 1,24$ МэВ, $v_{50} = 7,5$ МэВ [6] для хрома.

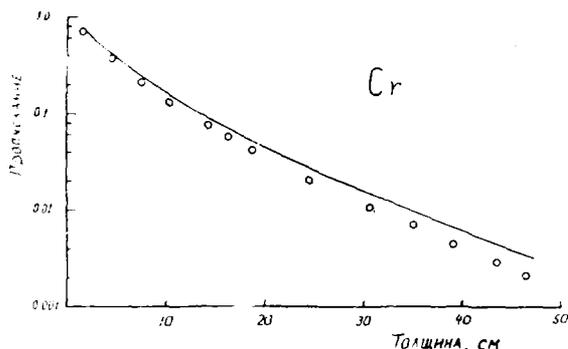


Рис. 4.
Экспериментальные пропускания хрома, усреднённые по энергиям 655, 820, 980 кэВ (точки) и расчёт по [1] для $E_n = 834$ кэВ (сплошная кривая)

С учётом неопределённостей полных сечений для малораспространённых изотопов титана и хрома согласие рассчитанных и экспериментальных пропусканий можно считать удовлетворительным.

Выводы. Результаты настоящей работы свидетельствуют о возможности успешного феноменологического описания нейтронных пропусканий в рамках теории [1] и оптической модели при энергиях ниже порога неупругого рассеяния.

Полученные функции пропускания нейтронов также будут использованы для получения факторов самоэкранировки, необходимых при расчётах ядерных реакторов и защиты.

Литература

1. Л.Ф.Зарезкий, Сироткин В.К., Урин М.Г. -Ядерная физика, 1975, т.22, с.709.
2. Фёдоров М.Б., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И.-В кн: Нейтронная физика (Материалы 5й Всесоюзной конф. по нейтрон. физике, Киев, 1980). М., ЦНИИатоминформ, 1980, ч.1, с.309.
3. Фёдоров М.Б.-Ядерная физика, 1980, т.32, вып.2(8), с.392.
4. Stelson P., Grodzins L. - Nucl. Data A, 1965, v.1, N 1, p.21.
5. Фёдоров М.Б. - См.наст.сб., с.129-133.
6. Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И.-То же, с.68-72.
7. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М., Атомиздат 1978.

ПРЯМЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО
3,5 МэВ ЧЕТНО-ЧЕТНЫМИ ЯДРАМИ СРЕДНЕГО ВЕСА

Н.М.Правдивый, И.А.Корж, В.П.Лунев, В.А.Миценко

(ИЯИ АН УССР)

На основе теоретического анализа экспериментальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых 2^+ уровней ядер с $A=(48-68)$ в области энергий от порога до 3,5 МэВ оценен вклад прямого неупругого рассеяния и изучено влияние на него некоторых параметров потенциала.

Direct inelastic scattering contribution is evaluated and effect of some potential parameters upon them is investigated on the basis of the theoretical analysis of the neutron inelastic scattering cross sections at excitation of the first 2^+ levels of nuclei with $A=(48-68)$ for the energy range from the threshold up to 3,5 MeV.

В рамках оптико-статистической теории ядерных реакций неупругое рассеяние нейтронов с возбуждением первых уровней ядер обычно описывается с помощью двух механизмов рассеяния – медленного компаундного и быстрого прямого. Разброс экспериментальных данных и теоретические трудности их интерпретации в настоящее время не позволяют уверенно предсказывать для конкретных ядер величины вкладов каждого механизма рассеяния в той области энергии, где они соизмеримы. Все это сдерживает применение теории при оценке нейтронных сечений для нужд реакторостроения и побуждает физиков продолжать исследования [1-5].

Проведенный в настоящей работе в рамках оптико-статистического подхода всесторонний анализ экспериментальных данных по неупругому рассеянию нейтронов с возбуждением первых 2^+ уровней четно-четных ядер среднего веса позволил сделать оценку вкладов разных механизмов рассеяния в области энергии до 3,5 МэВ.

Для ядер ^{48}Tl , $^{50,52,54}\text{Sr}$, $^{54,56}\text{Fe}$, $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ и $^{64,66,68}\text{Zn}$ расчеты сечений неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро проведены по статистической модели Хаузера-Фешбаха (ХФ) [6], Хаузера-Фешбаха-Мольдауэра с $q=0$ и $q=1$ (ХФМ) [7], Тепеля-Хофмана-Вайденмюллера (ТХВ, флуктуации ширин уровней учтены путем модификации коэффициентов проницаемости) [2], Хофмана-Рихерта-Тепеля-Вайденмюллера

(ХРТВ, то же, что и ТХВ, но усовершенствовано выражение для коэффициента усиления в упругом канале) [3]. Для всех вариантов статистической модели расчеты коэффициентов проницаемости проведены по сферической оптической модели (ОМ) с набором усредненных параметров [8]:

$$V = (48,7 - 0,38E) \text{ МэВ}, \quad W = (7,2 + 0,66E) \text{ МэВ}, \\ V_{\text{ср}} = 7,5 \text{ МэВ}, \quad a = 0,65 \text{ фм}, \quad b = 0,98 \text{ фм}, \quad r_0 = 1,25 \text{ фм}.$$

Для всех ядер сечения прямого неупругого рассеяния нейтронов вычислялись по методу связанных каналов (СК) со схемой связи $0^+ - 2^+$ и комплексным потенциалом связи в предположении вибрационной природы низающих состояний исследуемых ядер [4]. Использовался тот же набор параметров [8], только величина W была уменьшена на 20 %. Это уменьшение, одинаковое для всех ядер во всем диапазоне энергии, сделано для того, чтобы получить значения полных сечений и дифференциальных сечений упругого рассеяния близкими к результатам расчетов по ОМ. В расчетах использованы следующие параметры динамической деформации ядер: $^{48}\text{Ti} - 0,26$; $^{50}\text{Cr} - 0,30$; $^{52}\text{Cr} - 0,28$; $^{54}\text{Cr} - 0,28$; $^{54}\text{Fe} - 0,18$; $^{56}\text{Fe} - 0,25$; $^{58}\text{Ni} - 0,20$; $^{60}\text{Ni} - 0,22$; $^{62}\text{Ni} - 0,22$; $^{64}\text{Ni} - 0,20$; $^{64}\text{Zn} - 0,25$; $^{66}\text{Zn} - 0,22$; $^{68}\text{Zn} - 0,20$.

Сложение сечений компаундного и прямого неупругого рассеяния нейтронов осуществлялось по формуле $\sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{in}}^{\text{ХФМ}} (\sigma_{\text{c}} - \sigma_{\text{in}}^{\text{dir}}) / \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{in}}^{\text{dir}}$, где σ_{c} - вычисленное по ОМ сечение образования составного ядра.

Полученные в расчетах сечения сравнивались с имеющимися в литературе экспериментальными данными. В качестве примера для ядер ^{48}Ti , ^{50}Cr , ^{54}Fe , ^{62}Ni и ^{68}Zn [5, 10-24] такое сравнение приведено на рис. 1. Результаты расчетов по ХФМ с $q = 1$ и по ТХВ не приводятся, т.к. они оказались близкими к результатам расчетов по ХРТВ.

Проведенный ранее в рамках оптико-статистической модели с параметрами [8] анализ экспериментальных данных [24] показал, что вычисленные полные сечения и дифференциальные сечения упругого рассеяния удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, хотя в начале диапазона энергии для многих ядер заметно некоторое превышение вычисленных сечений над экспериментальными (в среднем на 1-15%), которое с ростом энергии уменьшается. Вычисленные по ХФМ сечения неупругого рассеяния в начале диапазона энергии также превышают экспериментальные данные многих ядер (^{56}Fe , $^{58,62}\text{Ni}$), хотя в конце его становятся для всех ядер заметно ниже. Подгонкой параметров можно улучшить описание полных сечений и сечений упругого рассеяния, что приведет к снижению вычисленных сечений неупругого рассеяния, т.е. к необходимости учета прямых процессов во всем диапазоне энергии. Анализ угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов показывает, что для всех исследуемых ядер они изотропны или близки к изо-

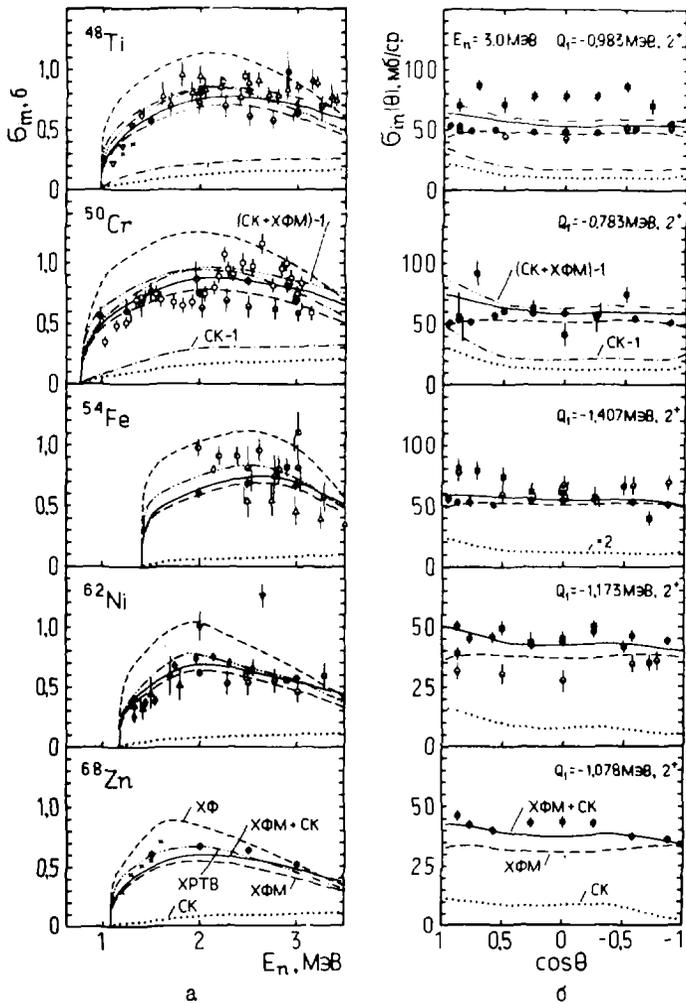


Рис.1: а) интегральные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых уровней ядер титан-48, хром-50, железо-54, никель-62 и цинк-68 в зависимости от энергии; б) дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией $3,0 \text{ МэВ}$ теми же ядрами. Точки - экспериментальные данные: \times - [75], ∇ - [10], \bullet - [11], \blacksquare - [12,15], \triangle - [18,19], \square - [14], \circ - [16], \circ - [17], \bullet - [18], \diamond - [20], ∇ - [21], \blacklozenge - [22], \triangle - [23], \bullet - [24]. Кривые: для всех ядер - сечения, вычисленные по ХФ, ХФМ, ХРТВ и СК с параметрами [8], и суммарные ХФМ+СК; для титана и хрома - кроме того, результаты дополнительных расчетов с параметрами [25] СК-1 и (ХФМ+СК)-1

тропным вплоть до энергии 5 МэВ [10,11,14,18,21,24], и это согласуется с результатами расчетов. Несмотря на значительные разбросы, энергетическая зависимость всей совокупности интегральных сечений неупругого рассеяния нейтронов лучше согласуется с результатами расчетов, в которых компаундные сечения вычислялись по ХОМ (за исключением изотопов цинка). При этом вклад прямого неупругого рассеяния растет с увеличением энергии и при энергии 5 МэВ достигает 15-25 %.

Соотношение между вкладами компаундного и прямого неупругого рассеяния нейтронов определено из расчетов и в какой-то мере зависит от параметров оптического потенциала. С целью проверки влияния основных в этом отношении параметров β_2 и w для ядра ^{56}Fe при энергии 5 МэВ были проведены дополнительные расчеты, в которых, кроме указанных параметров, менялась также форма связи каналов. Результаты этих расчетов вместе с результатами расчетов по ОМ приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметр:	ОМ	СК						
$W, \text{МэВ}$	9,18	7,34	7,34	6,89	7,34	7,34	7,34	7,34
β_2		0,23	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24
Связь		0^+-2^+	0^+-2^+	0^+-2^+	$0^+-2^+-4^+$	$0^+-2^+-2^+$	$0^+-2^+-0^+$	
$\sigma_t, \text{б}$	3,547	3,555	3,544	3,567	3,581	3,534	3,567	
$\sigma_{\text{sel}}, \text{б}$	1,910	1,828	1,809	1,843	1,815	1,775	1,800	
$\sigma_{\text{in}}^{\text{ХОМ}}, \text{б}$	0,594							
$\sigma_{\text{in}}^{\text{ОМ}}, \text{б}$		0,137	0,145	0,160	0,119	0,128	0,137	
$\sigma_{\text{in}}^{\text{ОМ}}, \text{б}$					0,0051	0,0125	0,0037	

Анализ полученных в этих расчетах дифференциальных сечений неупругого рассеяния показывает, что максимальные расхождения между разными вариантами расчетов наблюдаются на больших углах и составляют 10-15 %, т.е. находятся на уровне экспериментальных погрешностей. Еще меньшие расхождения наблюдаются в дифференциальных сечениях неупругого рассеяния. Следовательно, описывая экспериментальные данные при одной энергии, можно получить разными вариантами расчетов одинаковое описание всех сечений при разных вкладах прямого неупругого рассеяния (от 0,119 до 0,160 б).

Часто в расчетах по СК используются параметры с малыми значениями w вплоть до 1-2 МэВ [5,25]. Для ядер ^{48}Ti , $^{50,52}\text{Cr}$, ^{56}Fe и ^{64}Zn нами были проведены расчеты с набором усредненных параметров [25]: $v = (51,85 - 0,33E - 24(N - Z))/A$ МэВ, $w = 2,55 \sqrt{E}$ МэВ, $v_{\text{го}} = 7,0$ МэВ, $a_v = 0,65$ фм, $a_w = 0,48$ фм, $\gamma_0 = 1,25$ фм, который по сравнению с другими наборами имеет заниженное значение. Сравнение результатов этих расчетов с предыдущими и с эксперимен-

табными данными проведено на рис.1 для ядер ^{48}Ti и ^{50}Cr и на рис.2 для ядер ^{50}Cr и ^{56}Fe . В табл.2 для сопоставления приведены результаты расчетов по ОМ и СК с параметрами [8] и [25] для ядер ^{50}Cr и ^{56}Fe при начальной энергии нейтронов 1,5 МэВ. Для других ядер результаты расчетов аналогичные.

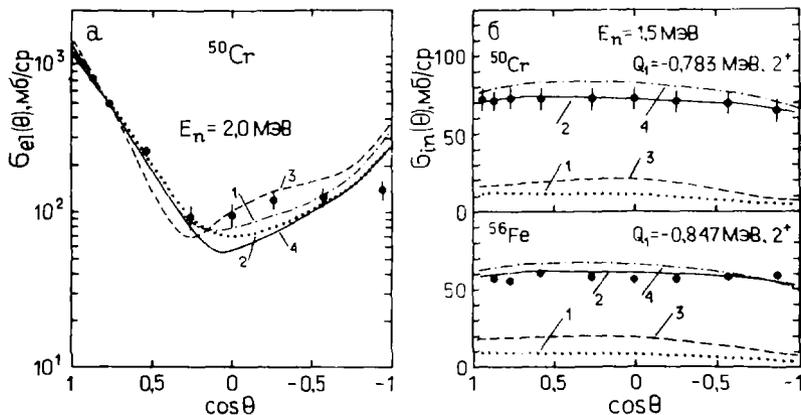


Рис.2: а) дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 2,0 МэВ ядром хром-50; б) дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых уровней ядер хром-50 и железо-56 при начальной энергии нейтронов 1,5 МэВ. Точки - экспериментальные данные [24]. Кривые: на рис.2а - сечения, вычисленные по ОМ+ХОМ и по СК+ХОМ с параметрами [8] (1 и 2) и [25] (3 и 4); на рис.2б - сечения, вычисленные по СК и по СК+ХОМ с параметрами [8] (1 и 2) и [25] (3 и 4)

Таблица 2

Параметр	Хром-50				Железо-56			
	ОМ/8]	СК/8]	ОМ/25]	СК/25]	ОМ/8]	СК/8]	ОМ/25]	СК/25]
$W, \text{МэВ}$	8,19	6,55	3,74	3,12	8,19	6,55	3,74	3,12
σ_t, σ	3,576	3,663	3,802	3,572	3,573	3,568	3,741	3,621
σ_{set}, σ	1,437	1,658	1,731	1,869	1,460	1,518	1,829	1,536
$\sigma_{in}^{ХОМ}, \sigma$	0,680		0,739		0,706		0,660	
$\sigma_{in}^{д.туп}, \sigma$		0,116		0,210		0,093		0,209

Анализ полученных результатов показывает, что расчеты по ОМ и по СК с параметрами [8] дают практически одинаковые полные сечения (расхождения для всех исследуемых ядер составляют 1-2 %) и дифференциальные сечения упругого рассеяния (максимальные расхождения на больших углах достигают 10-12 %). Использование параметров [25] увеличивает расхождения в полных сечениях до 3-7 % и в дифференциальных

сечениях упругого рассеяния до 30-60 %, а также увеличивает вклад прямого неупругого рассеяния до 30-40 % (при начальной энергии нейтронов 3,0 МэВ). Это вызывает появление анизотропии в угловых распределениях неупруго рассеянных нейтронов во всем диапазоне энергии, что не находит экспериментального подтверждения.

Список литературы

1. Moldauer P.A.- Phys.Rev., 1975, v.C11, p.426; v.C12, p.744.
2. Terel J.W., Hofmann H.M., Weidenmuller H.A.- Phys.Lett., 1974, v.B49, p.1.
3. Hofmann H.M., Richert J., Terel J.W., Weidenmuller H.A.- Ann. Phys.(USA), 1975, v.90, p.403.
4. Бычков В.М., Игнатюк А.В., Лунев В.П. и др.- Физика элем.част. и атом.ядра, 1988, т.14, с.83.
5. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В.- Физика элем.част. и атом.ядра, 1982, т.13, с.300.
6. Hauser W., Feshbach H.- Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.
7. Moldauer P.A.- Rev.Mod.Phys., 1964, v.36, p.1079.
8. Ласечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е.- В кн.: Нейтрон.физ. Матер. 1-ой Всес.конф. (Киев, 1971), ч.1- Киев, 1972, с.253.
9. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С.- В кн.: Вopr.атом.науки и техн. Сер.Ядер.конст., вып.13; М.,ЦНИАТОМинформ; 1974, с.59.
10. Barnard E., Devilliers J., Moldauer P. et al.- Nucl.Phys., 1974, v.A229, p.189.
11. Etemad M.A.- AE-Repts., Studcvik, AE-481, 1973, 64 p.; Almen-Ramstrom E.- AE-Repts, Studsvi'. AE-503, 1975, 108 p.
12. Соколов Л.С., Федоров М.Б., Горбачевский Е.В.- Укр.физ.ж., 1973, т.18, с.263.
13. Smith A., Guenther P., Moldauer P., Whalen J.- Nucl.Phys., 1978, v.A307, p.224.
14. Cranberg L., Levin J.S.- Phys.Rev., 1956, v.103, p.343.
15. Федоров М.Б., Яковенко Т.И., Суровицкая Н.Т.- Укр.физ.ж., 1975, т.20, с.384.
16. Van Patter D.M., Nath N., Shafroth S.M.- Phys.Rev., 1962, v.128, p.1246.
17. Karatzas P.T., Couchel G.P., Barnes B.K. et al.- Nucl.Sci.and Eng., 1978, v.67, p.34.
18. Gilbois W.B., Towle J.H.- Nucl.Phys., 1965, v.64, p.130.
19. Smith A., Guenther P.- Nucl.Sci.and Engng, 1980, v.73, p.186.
20. Garber D.I., Stromberg L.G., Goldberg M.D. et al.(Eds)- Angular distributions in neutron-induced reactions, BNL-400, v.II, 1970.
21. Tsukada K., Tanaka S., Tomita Y., Maruyama M.- Nucl.Phys., 1969, v.A125, p.641.
22. Traiforos S., Mittler A., Schier W.A. et al.- Nucl.Sci.and Engng, 1979, v.72, p.191.
23. Rogers V.C., Beghian L.E., Clikeman F.M.- Nucl.Sci.and Engng, 1971, v.45, p.297.
24. Корж И.А., Мищенко В.А., Молжухин Э.Н. и др.- Укр.физ.ж., 1977, т.22, с.87; т.22, с.111; Ядер.физ., 1977, т.26, с.234; т.26, с.1151.
25. Tanaka S.- JAERI-M-5984, Tokai-mura, 1975, p.212.

СРАВНЕНИЕ ФАКТОРОВ САМОЭКРАНИРОВКИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ХРОМА

В. В. Возяков, А. В. Комаров, А. С. Кривцов

(ФЭИ)

Сравниваются групповые значения факторов резонансной самоэкранировки полного сечения и сечения радиационного захвата хрома. Факторы получены из детального хода сечений различных библиотек оцененных данных и обработки экспериментальных функций пропускания в области 0,4-4 МэВ методом многоуровневого анализа.

The group total and capture selfshielding factors of chrome neutron cross sections calculated from evaluated nuclear data libraries and experimental transmission functions are compared in energy region 0,4-4 MeV.

Для учета резонансной структуры нейтронных сечений в реакторных расчетах широко применяется формализм факторов резонансной самоэкранировки [1]. Наиболее распространенные способы их получения - анализ экспериментальных функций пропускания, измеренных на широких энергетических пучках, и расчет с использованием детального хода $\sigma(\epsilon)$. В области неразрешенных резонансов основным источником информации о структуре сечений являются функции пропускания, так как использование только данных по детальному ходу приводит, как правило, к завышению факторов самоэкранирования.

В данной работе получены групповые (разбиение БНАБ [1]) факторы самоэкранирования полного сечения (f_t) и сечения радиационного захвата (f_c) как многоуровневым анализом экспериментальных данных по пропусканию, так и по программе численного интегрирования [2] детального хода сечений из различных библиотек оцененных ядерных данных.

Таблица I

Факторы резонансной самоэкранировки сечений хрома

№ групп-пы	Энергетический интервал	ENDL-2		ENDF/B-IV		JENDL		ЦЯД-1[3]		Данная работа		БНАБ-78	
		f_t	f_c	f_t	f_c	f_t	f_c	f_t	f_c	f_t	f_c	f_t	f_c
3	4-2,5 МэВ	I	I	0,992	I	I	I	0,992	I	0,822	I	0,837	I
4	2,5-1,4 МэВ	0,970	I	0,958	I	I	I	0,960	I	0,784	0,924	0,747	0,980
5	1,4-0,8 МэВ	0,957	0,99	0,887	I	I	I	0,892	I	0,682	0,914	0,630	0,944
6	0,8-0,4 МэВ	0,871	I	0,790	I	0,997	I	0,782	I	0,554	0,756	0,544	0,902
7	0,4-0,2 МэВ	0,891	0,998	0,697	0,766	0,992	0,994	0,817	0,930	-	-	0,656	0,835
8	0,2-0,1 МэВ	0,815	0,977	0,656	0,744	0,664	0,741	0,674	0,897	-	-	0,416	0,740
9	10,0-46,5 кэВ	0,541	0,799	0,414	0,662	0,458	0,537	0,494	0,835	-	-	0,329	0,701
10	46,5-21,5 кэВ	0,900	I	0,816	0,658	0,769	0,373	0,858	0,565	-	-	0,745	0,606
11	21,5-10 кэВ	0,870	0,881	0,897	0,948	0,875	0,781	0,898	0,930	-	-	0,83	0,937
12	10-4,65 кэВ	0,938	0,933	0,888	0,871	0,861	0,800	0,919	0,867	-	-	0,845	0,853
13	4,65-2,15 кэВ	0,760	I	0,785	0,815	0,774	0,806	0,692	0,756	-	-	0,514	0,754
14	2,15-1,0 кэВ	0,999	0,997	0,971	0,278	0,966	0,260	0,951	0,259	-	-	0,951	0,251

Как следует из табл. I, резонансная структура нейтронных сечений хрома наименее выражена в библиотеке *ENDL-2*; данные отечественного файла [3] близки к данным *ENDF/B-IV*. Во всех библиотеках в области выше 0,4 МэВ структура сечения радиационного захвата не разрешена ($f_c = 1$), что объясняется сложностью осуществления захватного эксперимента.

В работе [4] показано, что факторы f_c могут быть получены из многоуровневого анализа экспериментальных полных пропусканий при моделировании хода сечений в приближении одинаковых эквидистантных резонансов. Параметры модели σ_m (сечение в минимуме резонанса), φ (фаза интерференции резонансного и потенциального рассеяний), S (силовая функция), σ_o (сечение в максимуме резонанса), $\langle \sigma_c \rangle$ (групповое сечение захвата) позволяют аналитически вычислять полное и захватное пропускания для любой толщины образца, факторы f_t , f_c и другие функционалы сечений.

Таблица 2

Параметры функции пропускания в отдельных группах

группы	σ_m	φ	S	σ_o
6	0,746 \pm 0,035	0,399 \pm 0,062	0,0723 \pm 0,019	12,59 \pm 3,62
5	1,019 \pm 0,0572	0,542 \pm 0,121	0,115 \pm 0,05	6,5 \pm 2,48
4	1,054 \pm 0,074	0,508 \pm 0,16	0,046 \pm 0,023	8,84 \pm 5,06
3	1,0224 \pm 0,0895	0,833 \pm 0,34	0,0594 \pm 0,037	4,74 \pm 2,85

Эти параметры (см. табл. 2) были получены для 3-6 групп из анализа полных пропусканий, измеренных В.В. Филипповым [5]. Погрешности параметров рассчитаны с учетом экспериментальных погрешностей. В табл. I также приведены значения f_t и f_c , рассчитанные по методике работы [4] с использованием параметров табл. 2 и групповых величин $\langle \sigma_c \rangle$ для хрома из работы [1]. В системе констант БНАБ-78 [1] f_t в 3-6 группах были получены из анализа тех же функций пропускания, но методом наименьшего направленного расхождения [6]. Различие величин f_t , рассчитанных двумя способами, дает представление о методической погрешности обработки экспериментальных функций пропускания. Заметим, что метод анализа из работы [6] не позволяет получать факторы f_c из полных пропусканий. Из сравнения факторов f (табл. I) видно, что резонансная структура сечений в области 0,4-4 МэВ

более значительна, чем это следует из детального хода библиотек оцененных данных.

Список литературы

1. Асаган Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981.
2. Колесов В.Е., Кривцов А.С. Нейтронная физика. М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч. I, с. 140.
3. Бычков В.М. и др. Нейтронная физика. М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 4, с. 91.
4. Комаров А.В., Лукьянов А.А. ВАНТ, сер. Ядерные константы, 1982, вып. 3(47).
5. Филиппов В.В., Николаев М.Н. Доклад АСС-68/17 на англо-советский семинар "Ядерные константы для расчета реакторов". Дубна, 1968.
6. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156, 1969.

АНАЛИЗ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ХРОМЕ

В.П. Коренной, Д.Г. Фоков, О.В. Хаткевич

(ИЯЭ АН БССР)

В работе получена матрица неупругих переходов для хрома с учетом результатов последних экспериментов и оцененных данных библиотеки *ENDF/B-V*. Рассматривается влияние изменений в сечении неупругого рассеяния нейтронов σ_{in} на расчетные параметры реактора с диссоциирующим теплоносителем.

Inelastic scattering matrix for Cr with taking into account of the last experiments and *ENDF/B-V* library is obtained. Influence of inelastic scattering cross-section σ_{in} on the calculated parameters of the reactor with dissociating coolant is considered.

В связи с разработкой проектов реакторов на быстрых нейтронах в последние годы усилился интерес к хромистым сплавам и сталям с высоким содержанием хрома. Являясь основным конструкционным элементом активной зоны быстрого реактора-бродера с диссоциирующим теплоносителем [1], хром выступает не только как чистый поглотитель, но и активно влияет на формирование спектра нейтронов в реакторе. В настоящее время в реакторных расчетах используется последняя версия отечественной библиотеки групповых констант ВНАБ-78 [2], в которой групповые сечения неупругого рассеяния нейтронов и матрица неупругих переходов для хрома рассчитаны на основе оценки Принса [3] для библиотеки *ENDF/B-IV*. Основным источником экспериментальной информации при оценке были измерения нейтронным спектрометром сечений возбуждения первых состояний изотопов $^{50,52,54}\text{Cr}$ нейтрона-

ми с энергией $E_n \leq 4$ МэВ [4-11], а так же эксперименты по измерению ($n, n'\gamma$) с использованием $Na(Tl)$ -детекторов, имеющих низкое разрешение [12,13]. С появлением $Ge(Li)$ -детекторов сечения образования γ -квантов на ядрах хрома были измерены заново с более высоким разрешением, но во всех экспериментах определялись лишь относительные величины сечений. Эта ситуация привела к неопределенности величин сечения неупругого рассеяния в библиотеке $ENDF/B-IV$ в рассматриваемой области энергий до 30%. Возможным объяснением причин существенных разногласий результатов различных экспериментов является наличие тонкой структуры (порядка нескольких кэВ) в энергетической зависимости функций возбуждения уровней ядер среднего атомного веса.

Наиболее полное измерение абсолютных величин сечений возбуждения отдельных уровней изотопов естественного хрома было проведено

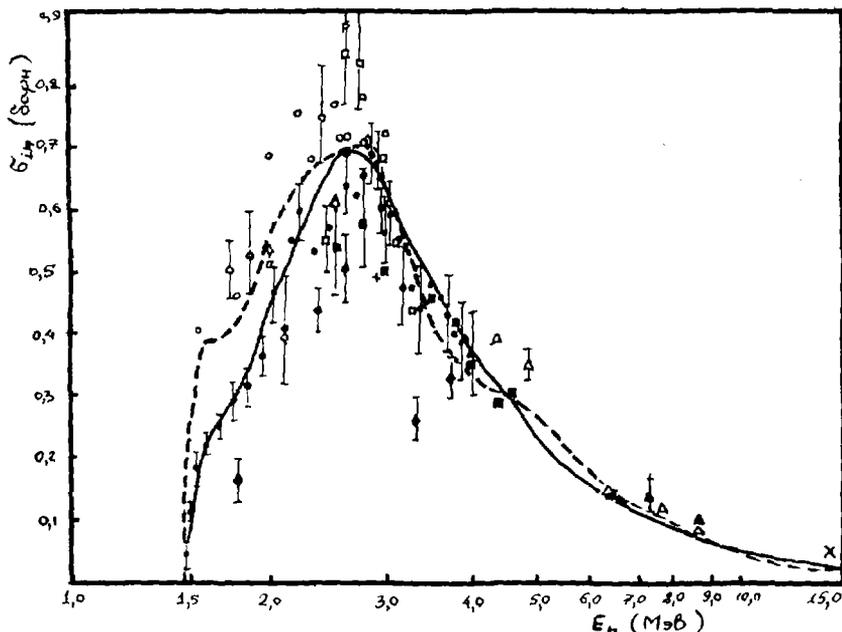


Рис. 1. Сечение возбуждения уровня 1434 кэВ изотопа хром-52 (приведено к содержанию изотопа в естественной смеси)
 ◆ - [6]; × - [7]; ○ - [8]; + - [9]; ■ - [10]; ▲ - [11];
 □ - [12]; ● - [13]; ● - [14]; ● - [15]; --- - [3].

Каратзасом и др. [14] с помощью реакции $(n, n' \gamma)$ и $Ge(Li)$ -детектора. Одним из главных выводов, которые можно сделать по результатам этой работы, является сильное различие между измеренными сечениями на уровнях вблизи порога и предсказаниями статистической теории, на которых основывается оценка $ENDF/B-IV$. Особенно сильно это различие проявляется в сечениях первых 2^+ - состояний: $50, 52, 54 \text{ Гз}$. Результаты модельных расчетов, подогнанных для хорошего описания данных выше порога, завышают сечения вблизи порога.

Основной вклад в полное сечение неупругого рассеяния дает уровень $1434 \text{ кэВ } ^{52} \text{ Ge}$ (75% при энергии 2 МэВ, 65% при 3 МэВ и 30% при 4 МэВ). Как видно из рис.1 в интервале ниже 3 МэВ оценка $ENDF/B-V$ лежит существенно ниже $ENDF/B-IV$, что согласуется с данными работы [6]. Результаты работ [8,12] лежат приблизительно посередине между двумя оценками. В области энергий выше 3 МэВ четвертая и пятая версии $ENDF/B$ совпадают либо различаются в пределах экспериментальных ошибок. В области выше 7 МэВ оцененные кривые идут ниже экспериментальных точек, что говорит о некорректном учете вклада прямых процессов, играющих здесь основную роль, как показано в работе [16]. Полное сечение неупругого рассеяния σ_{tin} в области ниже 2 МэВ определяется как сумма парциальных сечений возбуждения дискретных уровней σ_{in}^i . Завышение сечений рассеяния на 2^+ -уровнях четных изотопов приводит к завышению полного сечения неупругого рассеяния в $ENDF/B-IV$ в околпороговой области. Оценка $ENDF/B-V$ полного сечения неупругого рассеяния в интервале от порога до 3 МэВ хорошо согласуется с экспериментальными результатами [12]. При более высоких энергиях обе оценки лежат в пределах экспериментальных ошибок, здесь полное сечение неупругого рассеяния вычисляется как разность полного сечения неупругих процессов σ_{non} и суммы сечений реакций с захватом нейтрона

$$\sigma_{tin} = \sigma_{non} - \sigma_{n\gamma} - \sum \sigma_{thr},$$

где $\sum \sigma_{thr}$ - сумма сечений пороговых реакций, приводящих к захвату нейтрона: $\sigma_{n,2n}, \sigma_{n,p}, \sigma_{n,\alpha}, \sigma_{n,pn}, \sigma_{n,np}$. При расчете матрицы неупругих переходов вклад неразрешенных состояний непрерывного спектра в области от 2 МэВ до 4 МэВ вычислялся как разность полного сечения неупругого рассеяния и суммы сечений неупругого рассеяния на учитываемых уровнях дискретного спектра

$$\sigma_{in}^{cont} = \sigma_{tin} - \sum_i \sigma_{in}^i.$$

Выше 4 МэВ

$$\sigma_{in}^{cont} = \sigma_{non} - \sum \sigma_{thr} - \sum_i \sigma_{in}^i.$$

Недавно опубликованные новые экспериментальные результаты по сечению

реакции (n, p) на ядрах $^{52,53}\text{Cr}$ [4,5], полученные с высокой точностью, показали понижение $\sigma_{n,p}$ в области 4-6,5 МэВ в среднем на 5 мбарн, а в области от 6,5 до 10,5 МэВ на 50 мбарн, что приводит к подъему $\sigma_{t,n}$ (ENDF/B-V) до значений оценки ENDF/B-IV. Таким образом, σ_i^{cont} в области энергий выше 4 МэВ было повышено на 4% по сравнению со значениями, полученными из оценки ENDF/B-V.

Вклады в матрицу неупругих переходов от рассеяния на разрешенных уровнях и непрерывной части спектра рассчитывались по методике, изложенной в работе [17], в предположении изотропного рассеяния на уровнях. Для энергетических распределений неупруго рассеянных в неразрешенной области нейтронов использовалась оценка ENDF/B-IV, основанная на экспериментальных измерениях [18]. Энергетическое распределение нейтронов из реакции $(n, 2n)$, а также сечения были взяты из библиотеки ENDF/B-IV. В таблице приведено сравнение матриц межгрупповых переходов за счет неупругого рассеяния и реакции $(n, 2n)$ по нашей оценке (верхняя строка) и БНАБ-78 (нижняя).

№ группы	1	2	3	4	5
0	0,038 0,011	0,055 0,040	0,027 0,021	0,021 0,020	- -
1	0,360 0,231	0,387 0,386	0,441 0,441	0,172 0,182	0,021 0,022
2	0,442 0,272	0,414 0,422	0,354 0,397	0,211 0,256	0,020 0,024
3	0,291 0,341	0,265 0,237	0,119 0,124	0,076 0,104	0,008 0,009
4	0,096 0,238	0,091 0,109	0,050 0,052	0,043 0,044	0,003 0,004
5	0,053 0,140	0,028 0,040	0,019 0,018	0,013 0,016	0,001 0,001
6	0,018 0,049	0,007 0,012	0,006 0,005	0,004 0,008	- -
7	0,005 0,015	0,002 0,003	0,002 0,002	0,002 -	- -
8	0,001 0,005	0,001 0,001	0,001 -	- -	- -
9	0,000 0,002	- -	- -	- -	- -
Итого	1,304 1,304	1,250 1,250	1,013 1,060	0,542 0,630	0,051 0,060

В приведенной таблице использовано 26-групповое разбиение энергии нейтронов и рассматриваются переходы из группы j в группу $j+k$. Как видно из таблицы, полученная нами матрица предсказывает меньший сброс энергии за счет реакции неупругого рассеяния.

Важным критерием при оценке экспериментальных данных по сечению неупругого рассеяния служит величина сечения увода нейтронов деления под порог деления ^{238}U

$$\sigma_{y\beta} = \frac{\int_0^{\infty} dE' \phi(E') \sigma_f^{238}(E') \int_0^{\infty} dE \sigma_{in}(E' \rightarrow E) \left[1 - \frac{\sigma_f^{238}(E)}{\sigma_f^{238}(E')} \right]}{\int_0^{\infty} dE' \phi(E') \sigma_f^{238}(E')}$$

Оценка ВНАБ-78 дает для значения сечения увода под порог деления величину 0,53 барн. Расчеты, проведенные с нашими данными по неупругому рассеянию, дают значение примерно на 11% ниже, что согласуется с анализом спектральных распределений. К сожалению, экспериментальные данные по $\sigma_{y\beta}$ для хрома отсутствуют.

Для анализа влияния изменений в матрице неупругих переходов на расчетные характеристики реактора с высоким содержанием этого материала были проведены расчеты одного из вариантов реактора с диссоциирующим теплоносителем [1]. Расчет спектра нейтронов, эффективного коэффициента размножения ($K_{эф}$), коэффициента воспроизводства (КВ) нейтронов и других характеристик проводился с помощью программы DRZM из комплекса программ НФ-6 [19]. Переход к новой матрице межгрупповых переходов в системе констант ВНАБ-78, как показали расчеты, привел к повышению $K_{эф}$ на 0,4% и КВ на 0,013.

В заключение сформулируем основные выводы:

1. Последние экспериментальные измерения сечения неупругого рассеяния нейтронов на естественной смеси изотопов хрома указывают на необходимость снижения σ_{in} в околопороговой области, что приводит к уменьшению сечения увода быстрых нейтронов под порог деления ^{238}U примерно на 11% по сравнению с предсказываемым библиотекой ВНАБ-78.

2. Так как экспериментальные данные по $\sigma_{y\beta}$ для хрома отсутствуют, проведение таких измерений необходимо включить в общий план работ по уточнению ядерных нейтронных данных для этого материала.

3. Использование матрицы межгрупповых переходов за счет неупругого рассеяния, полученной нами с учетом последних экспериментов по σ_{in} и σ_{nr} и данных библиотеки ENDF/B-V, приводит к дополнительному увеличению КВ на 0,013.

Список литературы

1. Кухаев А.И., Наумов В.А., Попов Б.И. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника реакторов, 1982, вып.7(29), с.51.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981, 231 с.
3. Prince A., Evaluator, ENDF/B-IV (MAT 1191), National Cross Section Center, BNL, 1-74.
4. Smith D.L., Meadows J.W.- Nucl.Sci.and Engng, 1980, v.76, p.43.
5. Smith D.L., Meadows J.W., Porta F.F.- Nucl.Sci.and Engng, 1981, v. 78, p. 420.
6. Дегтярев Д.Г., Протопопов В.П. -Атомная энергия, т.23, вып.6, с.568.
7. Winkler G., Hansjakov K., Staffel G. Measurement of Differential Elastic and Inelastic Scattering Cross Sections with 14 MeV Neutrons on Barium and Chromium. Proc. of the Int.Conf. on Nucl. Cross Sect.for Techn.Washington Govt.print.office, 1980, 150p.
8. Корж И.А., Кашуба И.Е., Голубова А.А.-Нейтронная физика, М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.4, с.203.(Материалы 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975).
9. Федоров М.Б., Яковенко Т.И. - Нейтронная физика, Обнинск, изд. ЦНИ, 1974, ч.3, с.56 (Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973).
10. Almen-Ramstrom E.A.- AE-503, Studvik, Sweden, 1975, 70p.
11. Kinney W.E., Perey F.G.- ORNL-4806(ENDF-198), 1974. 45p.
12. Yan Patter D.N. et al.- Phys.Rev., 1962, v. 128, p. 1246.
13. Бродер Д.Д. и др. - Атомная энергия, т.16, вып.2, с.103.
14. Karatzas P.T. et al.- Nucl.Sci.and Engng, 1978, v. 67, p. 34.
15. Prince A., Burrows T.W.- BNL-NCS-52152(ENDF-286), National Nuclear Data Center, Upton, N.Y., 1979, 86p.
16. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Проняев В.Г. Известия АН СССР, сер. Физ. 1975, 39, 2144.
17. Lewis R.C., O'Reilly B.D.- NAA-SR-11530, 1960, 56p.
18. Salnikov D.A., Lovchikova G.N., Helsinki Conf., AIEA-CN26/79, 1970.
19. Зизин М.Н., Савочкин О.А., Чухлов О.П. - Препринт НИИАР, П-401334, Димитровград, 1977, 18 с.

МЕТОД АНАЛИЗА ПРОПУСКАНИЙ ЧЕРЕЗ ТОЛСТЫЕ ОБРАЗЦЫ
 КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕН-
 НЫХ РЕЗОНАНСОВ

А. В. Комаров, А. А. Лукьянов

(ФЭИ, МИФИ)

Экспериментальные данные по пропусканию нейтронов в зависимости от толщины образцов анализируются с использованием приближенных моделей резонансной структуры сечений в области неразрешенных уровней. Приведены результаты анализа для железа, алюминия и ниобия.

Experimental data on the energy averaged ^{EX-}neutron transmission depending on the sample thicknesses are analysed using the approximate model of the resonance structure of neutron cross-sections in unresolved region. The results are presented for iron, aluminium and niobium.

Для изучения энергетической структуры нейтронных сечений существенный интерес представляют данные экспериментов по пропусканию широких (по энергии) пучков нейтронов в зависимости от толщины образцов, включая довольно толстые (с ослаблением пучка на 2-3 порядка). В области неразрешенных резонансов отличие этих пропусканий от экспоненты является важным источником информации о резонансной структуре сечений [1-6]. В настоящей работе функция пропускания в энергетической группе в области неразрешенных резонансов определяется с помощью модельного сечения, соответствующего решетке одинаковых эквидистантных резонансов [1-3]. Для толщины образца $h \ll \lambda$ она имеет вид

$$T = \langle \exp(-\mu b) \rangle = \frac{1}{h} \exp(-\mu b_m) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp\left\{-\mu b_0 \frac{(s \cos \varphi - t g z \sin \varphi)^2}{s^2 + t g^2 z}\right\} dz, \quad (I)$$

где b_m и b_0 соответственно характеризуют сечение в минимуме и

$\sigma_H = \sigma_0 + \sigma_m$ - максимум резонанса, $S = \pi r / 2D$ - силовая функция, φ - фаза интерференции резонансного и потенциального рассеяния, $Z = \pi E / 2$, E - энергия [1,2].

Аналогично пропускания (I) выражаются и сечения захвата на фильтрованных пучках [2]:

$$\langle \sigma_c \exp(-u\sigma) \rangle = \langle \sigma_c \rangle \exp\left\{-u\left(\sigma_m + \frac{\sigma_0}{2}\right)\right\} \bar{I}_0\left(\frac{u\sigma_0}{2}\right). \quad (2)$$

Среднее по энергетической группе сечение $\langle \sigma \rangle$ через параметры σ_m , φ , S , σ_0 характеризуется как

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_m + \sigma_0 \frac{\sin^2 \varphi + S \cos^2 \varphi}{1 + S}. \quad (3)$$

Интегралы от (1), (2) $\langle \frac{1}{\sigma} \rangle$, $\langle \frac{1}{\sigma^2} \rangle$, $\langle \frac{\sigma_c}{\sigma} \rangle$ вычисляются аналитически и определяют факторы резонансной самоэкранировки по полному сечению f_t , рассеянию f_e и захвату f_c при любом разбавлении σ_R [2,4,5].

Для иллюстрации возможностей метода был проведен анализ экспериментальных данных по пропусканию на образцах железа и алюминия, полученных Филипповым В.В. [6-8]. Экспериментальные данные обрабатывались в 4-10 энергетических группах системы констант БНАБ-78; при анализе использовалась имеющаяся информация о $\langle \sigma \rangle$ [2,5]. В предположении, что экспериментальные данные можно непосредственно описывать (I) на БСМ-6, была проведена подгонка параметров σ_m , φ , S , σ_0 методом наименьших квадратов с помощью библиотечной программы FUMIL 1 [2,3].

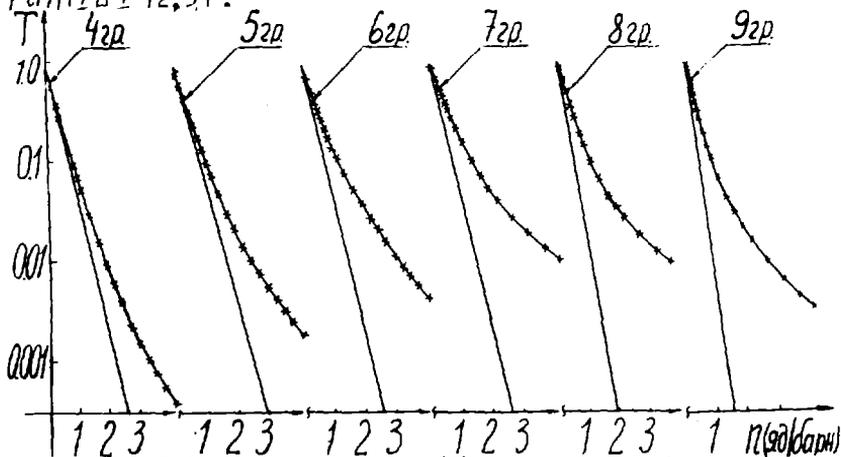


Рис. I. Функции пропускания (I) на железе в 4-9 группе

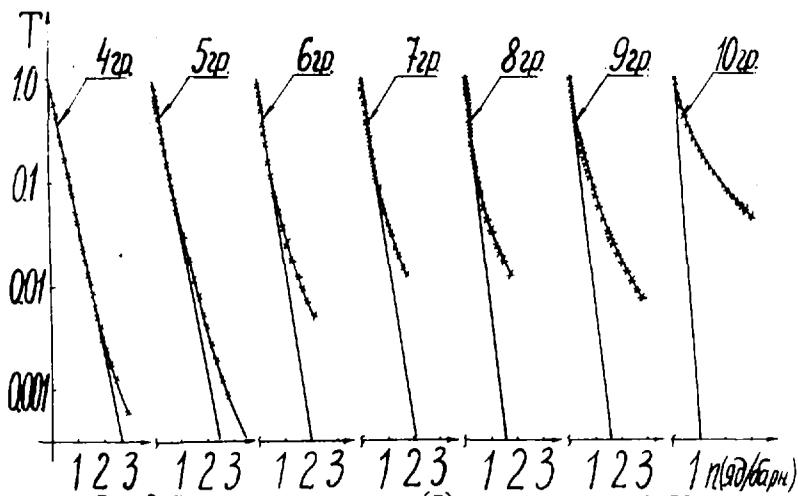


Рис.2. функции пропускания (I) на алюминии в 4-10 группах

На рис.1,2 экспериментальные значения пропусканий на железе и алюминии представлены крестиками, подогнанная кривая - сплошной линией, прямая линия соответствует значениям $exp(-n < \sigma >)$.

Таблица I

Параметры и факторы резонансной самоэкранировки при нулевом разбавлении для железа

гp	$\sigma_{m, \delta}$	γ	s	$\sigma_{0, \delta}$	f_t	f_e	f_c
4	1,041	0,567	0,069	6,61	0,767	0,883	
5	0,847	0,643	0,146	4,77	0,662	0,825	0,726
6	0,671	0,609	0,226	6,23	0,455	0,684	0,623
7	0,426	0,52	0,153	7,99	0,34	0,601	0,557
8	0,445	0,424	0,113	15,9	0,275	0,541	0,498
9	0,49	0,323	0,052	32,7	0,312	0,586	0,522

В табл.1,2 представлены значения средних резонансных параметров, полученных в результате подгонки к экспериментальным данным, и значения факторов резонансного самоэкранирования при нулевом разбавлении, рассчитанных через эти параметры в соответствующих группах. Факторы самоэкранирования по захвату были рассчитаны в 5-9 группах железа с учетом вклада в захват S -, p - и d - волн [2]. Подробная информация о результатах анализа данных по железу и алюминию содержится в [2]. Учет сечения разбавления σ_D в расчете факторов самоэкранирования заключается в переопределении параметра σ_m :

$\beta_m^* = \beta_m + \beta_R$. Факторы самоэкранирования по полному сечению β_e для различных сечений разбавления β_R , полученные из анализа экспериментальных данных по пропусканию на ниобии в 7-10 группах, представлены в табл. 3.

Таблица 2

Параметры и факторы резонансной самоэкранировки при нулевом разбавлении для алюминия

№г	β_m, δ	φ	δ	β_0, δ	β_e	β_e
4	0,795	1,5	0,0133	2,24	0,966	0,991
5	1,24	0,825	0,0805	3,99	0,851	0,937
6	1,25	0,73	0,133	6,11	0,708	0,862
7	1,52	0,706	0,404	5,11	0,655	0,81
8	0,73	0,799	0,151	8,76	0,4	0,66
9	1,1	0,376	0,213	14,9	0,388	0,576
10	0,42	0,13	0,0832	76,6	0,106	0,203

Таблица 3

Факторы резонансной самоэкранировки по полному сечению для ниобия при различных разбавлениях

№г \ β_R	0	I	10	100	1000
7	0,84	0,871	0,971	0,996	I
8	0,825	0,866	0,95	0,992	0,999
9	0,791	0,847	0,946	0,991	0,999
10	0,849	0,889	0,96	0,993	0,999

Предлагаемый метод позволяет с помощью параметров $\beta_m, \varphi, \delta, \beta_0$, которые могут быть средними резонансными параметрами и носить модельный характер, описывать имеющуюся информацию о нейтронных сечениях в области неразрешенных резонансов в совокупности [2, 3]. Он дает, с одной стороны, возможность извлекать информацию о средних резонансных параметрах из анализа экспериментальных данных, т.к. параметры метода, в случае корректного учета действия различных систем резонансных уровней, являются широко используемыми средними резонансными параметрами, кроме нового параметра β_m ; с другой стороны, возможность использовать имеющуюся информацию о средних резонансных параметрах для расчета различных функционалов сечений в неразрешенной области. Важным достоинством метода является получение информации о резонансном поглощении, которое плохо измеряется экспериментально, из анализа прямых пропусканий [2]. Метод, имея правильную асимптотическую зависимость в расчете пропусканий на больших толщинах τ [1, 2], позволяет вычислять широкий спектр функционалов сечения: факторы самоэкранировки, прямые и обратные моменты сечений, подгруп-

повные параметры, функции распределения сечений в группе, прямые и захватные пропускания на любых толщинах [1,2,9].

Развитие теоретических моделей сечения, одной из которых является данная, подчеркивает важность проведения новых измерений пропусканий на толстых образцах для уточнения существующей информации о нейтронных сечениях.

Список литературы

1. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.2, с.271.
2. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.3(47), с.16.
3. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Атомная энергия, 1982, т.53, вып.6, с.392.
4. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981.
5. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов М., Атомиздат, 1964.
6. Николаев М.Н., Филиппов В.В. - Атомная энергия, 1963, т.15, с.493.
7. Филиппов В.В. - В кн: Радиационная безопасность и защита атомных станций, вып.3, М., Атомиздат, 1977, с.84.
8. Филиппов В.В. и др. Бюллетень инф.центра по яд.даным, 1966, вып.3, с.93.
9. Комаров А.В. Препринт ФЭИ-ИЗЮ, Обнинск, 1982.

АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ И ИНТЕГРАЛЬНЫМ СЕЧЕНИЯМ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЧЕТНЫМИ ИЗОТОПАМИ НИКЕЛЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,5-9,0 МэВ

И.А. Корж

(ИЯИ АН УССР)

Экспериментальные данные по дифференциальным и интегральным сечениям упругого и неупругого (с возбуждением первых одного-четырех уровней) рассеяния нейтронов на ядрах никель-58,60,62,64 в области энергий 0,5-9,0 МэВ совместно с данными по полным сечениям анализируются в рамках сферической оптической модели ядра, статистической модели и модели связанных каналов. Данные по сечениям неупругого рассеяния сопоставлены с результатами современных оценок.

Experimental data on differential and integrated neutron elastic and inelastic scattering cross sections for nuclei nickel-58,60,62,64 in the energy range 0.5-9.0 MeV in conjunction with the total cross sections are analysed using the spherical optical, statistical and coupled-channel models. The data on inelastic scattering cross sections are compared with the present evaluations.

Никель является важным компонентом нержавеющей стали, которая нашла широкое применение в ядерных и термоядерных установках. Это определяет ценность данных по сечениям взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами никеля. Экспериментальная информация о сечениях рассеяния быстрых нейтронов изотопами никеля, кроме практического значения, имеет и теоретическое значение, связанное с проверкой применимости различных ядерных моделей и исследованием динамики изменения механизма рассеяния нейтронов с энергией.

Нами измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого (с возбуждением первых одного-четырех уровней) рассеяния нейтронов с энергиями 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 5,0; 6,0 и 7,0 МэВ изотопами никель-58,60,62,64. Данные по сечениям рассеяния в разрозненной форме уже были опубликованы [1-8], здесь они представлены в систематическом виде. Полученные экспериментальные данные проанализированы в рамках

сферической оптической модели, статистической модели и модели связанных каналов. Для полноты анализа использованы также энергетические зависимости полных сечений и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов исследуемыми изотопами в диапазоне энергий 0,5-9,0 МэВ с привлечением данных других авторов.

Измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния и неупругого рассеяния с возбуждением одного-четырех нижайших уровней изотопов никель-58,60,62,64 проведены с помощью спектрометра по времени пролета [9,10] на образцах высокого изотопного обогащения (95-98 %). Средний энергетический разброс составлял ± 50 кэВ для нейтронов в области энергий 1,5-3,0 МэВ и ± 170 -120 кэВ для нейтронов в области энергий 5,0-7,0 МэВ. В качестве примера на рис.1 и 2 приведены полученные дифференциальные сечения рассеяний нейтронов ядрами никель-60,64. Большинство измеренных сечений получены впервые, остальные существенно дополняют или уточняют имеющиеся данные. В литературе существует очень ограниченная информация по сечениям упругого рассеяния нейтронов на изотопах никеля, а имеющиеся экспериментальные данные по сечениям неупругого рассеяния, полученные в разных лабораториях, существенно различаются между собой.

Измеренные дифференциальные сечения рассеяния и энергетические зависимости определенных по ним интегральных сечений совместно с имеющимися в литературе данными других авторов проанализированы в рамках существующих теоретических представлений о рассеянии нейтронов ядрами. Для анализа использована сферическая оптическая модель (ОМ) с набором усредненных параметров [11] и метод сильно связанных каналов (СС) [12] с теми же параметрами, кроме w_c , уменьшенного на 20 % для сохранения тех же значений σ_t , что и в сферической оптической модели. В расчетах по методу связанных каналов учитывалась связь основного и первого возбужденного состояний в предположении их вибрационной природы и использованы следующие значения параметра динамической деформации β_2 : 0,20 для никель-58,64 и 0,22 для никель-60,62. Рассеяние через составное ядро вычислялось по статистическим моделям Хаузера-Фешбаха (НФ) [13] и Хаузера-Фешбаха-Мольдаузера (НФМ) [14]. В расчетах по статистическим моделям до энергии 5,0-3,5 МэВ учтены дискретные уровни с известными характеристиками, а вклады более высоких возбужденных уровней в сечения рассеяния через составное ядро учитывались как вклады континуума с распределением плотности уровней, определяемым моделью Ферми-газа с параметрами Q и Δ из работы [15]. В расчетах по статистической модели учитывались только нейтронные выходные каналы, а конкурирующие каналы с

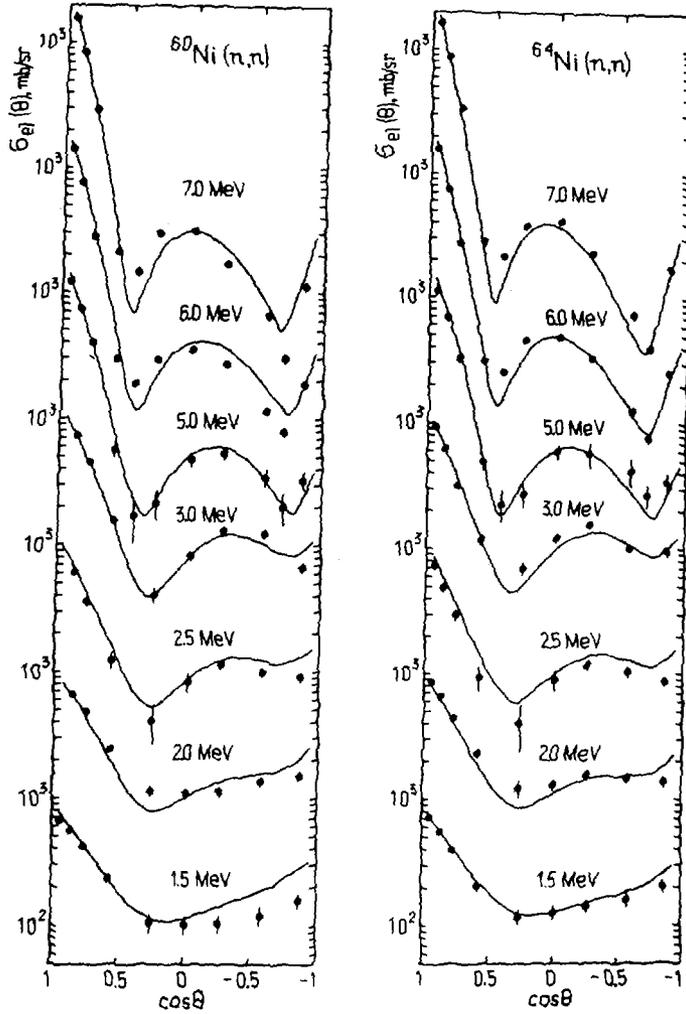


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,5-7,0 МэВ ядрами никель-60,64: экспериментальные (точки) и рассчитанные по оптической модели и статистической модели с учетом флуктуации ширины уровней (сплошные линии)

видетом протонов и альфа-частиц для никель-58,60 учтены множителем $(\sigma_{\alpha} - \sigma_{n,p} - \sigma_{n,d}) / \sigma_{\alpha}$. Более подробно методика теоретического анализа изложена в работе [16].

В качестве примера на рис. 1 и 2 приведены результаты теорети-

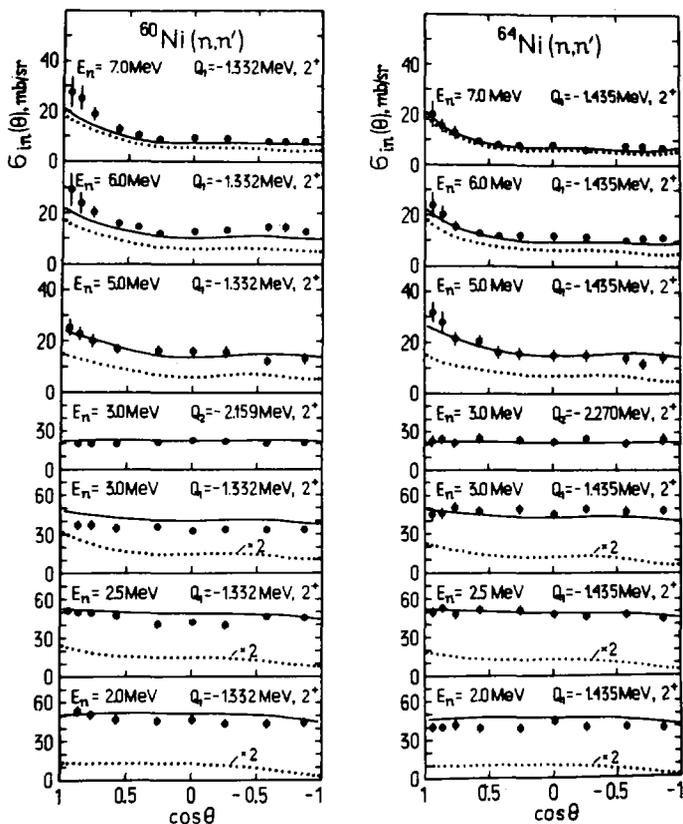


Рис. 2. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 2,0-7,0 МэВ при возбуждении двух нижайших уровней ядер никель-60,64: экспериментальные (точки) и рассчитанные по методу связанных каналов и статистической теории с учетом флуктуаций ширины уровней (сплошные линии) и только по методу связанных каналов (пунктирные линии)

ческих расчетов и их сравнение с экспериментальными данными по дифференциальным сечениям рассеяния нейтронов с энергиями 1,5-7,0 МэВ ядрами никель-60,64. Для сравнения с экспериментальными данными по полным сечениям и интегральным сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 0,5-9,0 МэВ на рис.3 и 4 приведены ре-

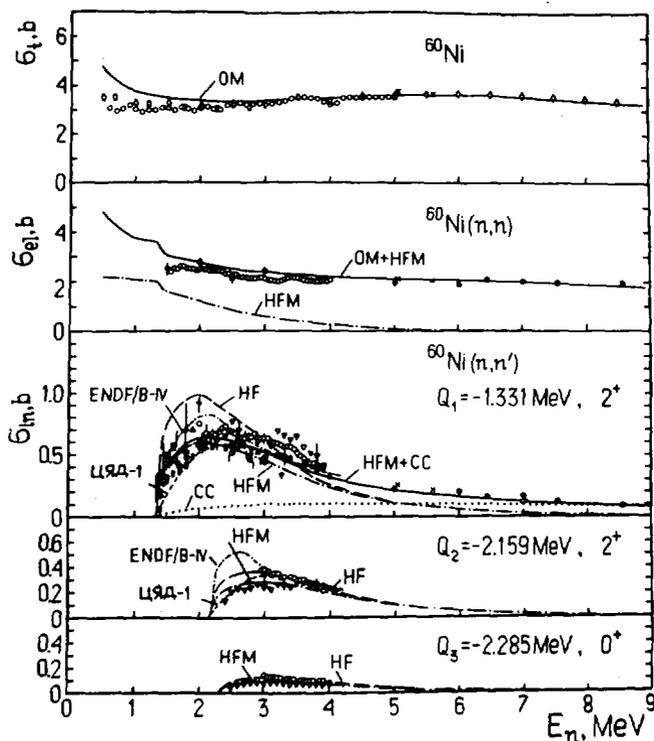


Рис.3. Энергетические зависимости полных сечения, сечения упругого рассеяния и сечения неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении трех ближайших уровней ядра никель-60. Экспериментальные сечения: ● - [1, 2, 4-8], ○ - [20], ○ - [21], □ - [22], ▲ - [23], ■ - [24], □ - [25], ▼ - [26], ■ - [27], ○ - [28], × - [29], ▲ - [30], ○ - [31], ▼ - [32], □ - [33]. Линии - результаты расчетов по оптической модели (OM), по методу связанных каналов (CC) и статистическим моделям без учета флуктуаций ширины уровней (HF) и с учетом их (HFM), а также данные современных оценок ЦЯД-1 и ENDF/B-IV

зультаты теоретических расчетов. Из рис. I-4 видно, что теоретические сечения удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Это позволяет сделать некоторые выводы о роли прямых и компаундных процессов при рассеянии нейтронов. В исследуемом диапазоне энергии от-

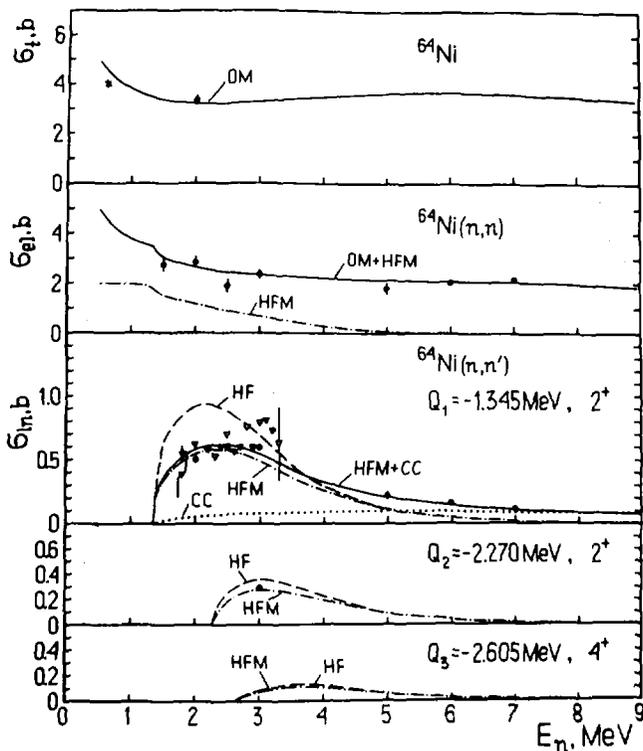


Рис.4. То же, что и на рис.5, для ядра никель-64: ● - [2-8], * - [20], ▽ - [22]

носительные вклады рассеяния через составное ядро и сечений прямого рассеяния существенно зависят от энергии падающих нейтронов. Так, сечения прямого упругого рассеяния нейтронов в начале исследуемого диапазона энергий составляют ~ 50 % от суммарных, а при $E_n = 7,0$ МэВ становятся преобладающими. В начале исследуемого энергетического диапазона сечения прямого неупругого рассеяния с возбуждением первых 2^+ -

уровней исследуемых изотопов никеля не превышают 10 % от суммарных, а при $E_n = 7,0$ МэВ достигают ~ 80 %. Подобные соотношения между компонентами прямого и компаундного рассеяния получены нами и для других четно-четных ядер (например, молибден-92,94 [16], хром-52 [17]).

На рис.3 для сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых двух уровней ядра никель-60 вместе с экспериментальными данными и теоретическими расчетами приведены результаты оценок ENDF/B-IV [18] и ЦЯД-I [19]. Как видно из рисунка, обе оценки плохо согласуются с экспериментальными данными. Оцененная кривая ENDF/B-IV для первого уровня никель-60 в области энергии 1,33-2,5 МэВ расположена по верхнему краю экспериментальных данных, а кривая ЦЯД-I в этой области расположена по нижнему краю экспериментальных данных. Для первого уровня при $E_n = 2,0$ МэВ оценки отличаются в 1,5 раза, а для второго уровня при $E_n = 2,5$ МэВ оценки отличаются в 2 раза. Значительные расхождения разных оценок между собой и с экспериментальными данными вызывает необходимость проведения нового анализа сечений неупругого рассеяния для никеля с целью создания новой оценки, которая учитывала бы новые экспериментальные данные и успехи в теоретических методах описания процессов рассеяния быстрых нейтронов.

Список литературы

1. Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н. и др. - Укр.физ.ж., 1977, т.22, с.112.
2. Правдивый Н.М., Корж И.А., Мищенко В.А. и др. - В кн.: Нейтрон. физ. Матер. 4-ой Всес.конф. (Киев, 1977), ч.1. - М., 1977, с.273.
3. Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н. и др. - Укр.физ.ж., 1977, т.22, с.366; Корж И.А., Мищенко В.А., Правдивый Н.М. - Изв. АН КазССР, сер.Физ.мат., 1978, № 6, с.61.
4. Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н. и др. - Ядер.физика, 1980, т.51, вып.1, с.15.
5. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А. и др. - В кн.: Нейтрон. физ. Матер. 5-ой Всес.конф. (Киев, 1980), ч.1. - М., 1980, с.314.
6. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А. и др. - Атом.энергия, 1981, т.50, вып.6, с.598.
7. M.V.Paveshchnik, I.A.Korz, E.N.Mozhzhukhin - In: Nucl.Cross Sect. for Technol. Proc.Internat.Conf. (Knoxville, 1979). - Wash., U.S. Dep.Comm.NBS Spec.publ. No 594, 1980, p.898.
8. Korzh I.A., Mishchenko V.A., Mozhzhukhin E.N. et al. - Ibid., p.893.
9. Лук В.В., Козарь А.А., Корж И.А. и др. - В кн.: Нейтрон. физ. Матер. 2-ой Всес.конф. (Киев, 1973), ч.4. - Обнинск, 1974, с.208.
10. Корж И.А., Мищенко В.А., Санжур И.Е. - Укр.физ.ж., 1980, т.25, с.109.
11. Пасечник М.В., Корж И.А., Камуба И.Е. - В кн.: Нейтрон. физ. Матер. 1-ой Всес.конф. (Киев, 1971), ч.1. - Киев, 1972, с.253.
12. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. - В кн.: Вопр.атом.науки и техн. Сер.Ядер.конст., вып.13, - М., 1974, с.59.
13. Hauser W., Feshbach H. - Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.

14. Moldauer P.- Phys.Rev., 1964, v.B135, p.642; Revs.Mod.Phys., 1964, v.36, p.1079.
15. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M.- Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
16. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А. и др.- В кн.: Вопр.атом.науки и техн. Сер.Ядер.конст., вып.1(50).- М., 1983, с.40.
17. Korzh I.A., Mishchenko V.A., Pasechnik M.V., Pravdivy N.M.- In: Nucl.Data for Sci.and Technol. Proc.Internat.Conf. (Antwerpen, 1982).- Dordrecht-Boston-London, 1983, p.159.
18. ENDF/B-IV, ^{235}U (NAT 1190), evaluated by M.R.Bhat, BNL-17541, BNL, 1975.
19. Бычков В.М., Попов В.И.- В кн.: Вопр.атом.науки и техн. Сер.Ядер.конст., вып.25.- М., 1977, с.55.
20. Garber D.I., Kinsey R.R. (Eds.). Neutron Cross Sections, BNL-325, 3rd Ed., v.II. Curves (Physics, Nuclear TID-4500), 1976.
21. Smith A.B., Guenther P., Smith D., Whalen J.- Nucl.Sci.and Engng, 1979, v.72, p.293.
22. Федоров М.Б., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И.- В кн.: Нейтрон.физ. Матер. 5-ой Всес.конф. (Киев, 1980), ч.1.- М., 1980, с.309.
23. Бродер Д.Л., Колесов В.Е., Лашук А.И. и др.- Атом.энергия, 1964, т.16, вып.2, с.103.
24. Towle J.H., Batchelor R., Gilboy W.B.- In: Nucl.Data for Reactors. Proc.Internat.Conf. (Paris, 1966), v.1.- Vienna, 1967, p.367.
25. Towle J.H., Owens R.O.- Nucl.Phys., 1967, v.A100, p.257.
26. Tsukada K., Tanaka S., Tomita Y., Maruyama M.- Nucl.Phys., 1969, v.A125, p.641.
27. Perey F.G., Le Rigoleur C.O., Kinney W.E.- ORNL-4523, UC-34-Physics, 1970.
28. Rogers V.C., Beghian L.E., Clikeman F.M.- Nucl.Sci.and Engng, 1971, v.45, p.297.
29. Boshung P., Lindow J.T., Shrader E.F.- Nucl.Phys., 1971, v.A161, p.593.
30. Ласечник М.В., Федоров М.Б., Яковенко Т.И.- В кн.: Нейтрон.физ. Матер. I-ой Всес.конф. (Киев, 1971), ч.1.- Киев, 1972, с.277.
31. Etemad M.A., AE-481, Studsvik, Sweden, 1973, 64 p.
32. Traiforos S., Mittler A., Schier W.A. et al.- Nucl.Sci.and Engng, 1979, v.72, p.121.
33. Конобеевский Е.С., Мусаеян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В.- Физ. элем.част. и атом.ядра, 1982, т.13, вып.2, с.300.

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В НЕРАЗРЕШЕННОЙ ОБЛАСТИ

В.В.Филиппов
(ФЭИ)

Выполнены измерения полного сечения циркония и ниобия с разрешением 35 кэВ между 20 кэВ и 0,5 МэВ и сечения хрома, циркония и ниобия с разрешением 200 кэВ между 0,3 МэВ и 3 МэВ. Применялось до 25 толщин образца. Обсуждаются полученные сечения и факторы самоэкранировки.

Total neutron cross section measurements are carried out for Nb and Zr with energy resolution 35 keV between 20 keV and 0.5 MeV and for Cr, Nb and Zr with resolution about 200 keV between 0.3 MeV and 3.3 MeV. Up to 25 sample thicknesses was used. The average cross section and self shielding factor values are discussed.

При определении полного нейтронного сечения в условиях недостаточного энергетического разрешения нелинейная связь сечения с измеряемой величиной - пропусканием нейтронов - приводит к возникновению зависимости найденного значения сечения от толщины образца, и приходится прибегать к экстраполяции полученных значений на нулевую толщину. Так поступают при определении сечения в максимумах изолированных резонансов. В неразрешенной области эффекты неэкспоненциальности пропускания зачастую считаются незначительными, и измерения сечения ведутся лишь с одной толщиной образца. Между тем варьирование толщины образца с сохранением условий "хорошей геометрии" позволяет не только получать несмещенные значения средних сечений, но и измерять количественно "невидимую" резонансную структуру сечения Σ, Σ' .

В данной работе представлены сводные результаты измерений зависимости $\Sigma_{\text{с}}(t)$ в неразрешенной области для хрома, циркония и ниобия на нейтронах реакции $T(p, n) He^3$. Все измерения с цирконием и ниобием и большинство измерений с хромом выполнены на металлических образцах диаметром около 5 см и ядерной плотностью 0,0819(хром), 0,0498(цирконий) и 0,0419(ниобий) - 10^{24} см⁻².

Значения полного сечения, измеренные для разных толщин образца с разрешением 35 кэВ ниже 0,51 МэВ и 300-100 кэВ более высоких энергий нейтронов, показаны на рис. 1-3. В случае хрома (рис.1) самоэкранировка прослеживается во всем исследовавшемся интервале энергий. Ниобий и цирконий (рис.2,3) изучались в более широком диапазоне энергий (20 кэВ - 3 МэВ); зависимость измеренного сечения от толщины образца прослеживается до энергий порядка 1,5 МэВ.

Неэкспоненциальные функции пропускания (24 для хрома, 45 для ниобия и 52 для циркония) обработаны методом наименьшего направленного расхождения [3] с целью восстановления плотности распределения вероятности сечения. Затем были рассчитаны начальные наклоны функций пропускания (т.е. средние сечения) - и факторы самоэкранировки. На рис. 4,5 представлены полученные таким образом значения полного сечения (точки - разрешение 35 кэВ, открытые кружки - разрешение 300-100 кэВ) вместе с существующими [4] результатами (из атласа [4] приведены лишь представительные точки). В случае ниобия (рис.4) наши значения ниже 300 кэВ неплохо согласуются с результатами Сета (символ \blacklozenge), а выше 0,7 МэВ - с данными Смита (символ \blacktriangle). Пунктиром показаны значения, принятые в старой (1964 г.) версии системы БНАБ - в новой версии они не пересматривались. По-видимому, они основывались на имевшихся тогда значениях Джейна (символ \times ниже 100 кэВ) и Миллера (символ \blacktriangledown выше 180 кэВ), которые не подтверждались более поздними экспериментами.

Для циркония (рис. 5) наши значения лучше всего согласуются с более поздними измерениями Сета (символ \times), оставаясь все же несколько выше них, хотя ниже 200 кэВ они заметно поднялись по сравнению с предварительными результатами той же лаборатории (символ \blacktriangledown) и ранними результатами Борели (символ \blackplus). При энергиях 2,5-3,0 МэВ значения на 0,3-0,5 барн превосходят результаты Глазгоу (символ $=$).

Численные значения усредненных сечений и факторов самоэкранировки для циркония и ниобия в экспериментальных интервалах усреднения представлены в таблице 1. Точность приводимых значений - 1%-2% для сечения и 2%-5% для фактора самоэкранировки. В таблице 2 эти значения, как и результаты для хрома, объединены в энергетических интервалах системы БНАБ. Наряду со значениями этой системы, там же приведены результаты расчетов по детальным западногерманским измерениям Цирьякса, а также английскому (UKNDL-73) и американскому

(ENOL-78) файлам. В случае хрома разброс приводимых значений группового сечения нередко достигает 10-12%. Расчет по детальному ходу не только превышает значения факторов самоэкранировки, как и в сообщавшемся [5] на прошлой конференции случае ситуации с железом, но и дает заметно меньшие средние сечения: по-видимому, образец был толстым. В нижней части изучавшегося диапазона энергий, где резонансные эффекты в сечении хрома должны быть больше, наши сечения, как и можно было ожидать, идут выше остальных значений, согласуясь с ними при более высоких энергиях. Приводимые нами факторы самоэкранировки для хрома близки к принятым в БНАБ, что неудивительно, поскольку там были использованы наши предварительные результаты [6].

Для циркония ниже 400 кэВ (группы 7-10) наши групповые сечения заметно выше остальных приводимых значений; ближе всего они к американским, отличаясь от них с уменьшением энергии на 2%-10%.

В случае ниобия в двух верхних группах ощущается завышение значений сечения в БНАБ. Здесь наши значения неплохо согласуются с американской оценкой, а в 6-й группе - и с БНАБ. Но ниже по энергии разногласие данных особенно велико: наши значения вновь наибольшие, а американские значения идут даже ниже значений БНАБ.

Приводимые нами значения факторов самоэкранировки полного сечения циркония и ниобия говорят о значительной роли резонансных эффектов выше 20 кэВ, которые не учитываются сегодня. Полное нейтронное сечение хрома в неразрешенной области еще нуждается в уточнении.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М.Н.Николаев и В.В.Филиппов. - АЭ, 1963, № 15, с.493.
2. В.В.Филиппов - В сб. Резонансное поглощение нейтронов (Материалы Всес. семинара, М., июль 1977). М., 1978, с.206.
3. М.З.Тараско. Препринт ФЭИ-156, 1966.
4. D.I.Gazbet and R.R.Kinsey, BNL-325, 3d Ed. Vol. II 1976.
5. В.В.Филиппов, М.Н.Николаев. Англо-Советский семинар "Ядерные константы для расчета реакторов", доклад АСС-68/17. Дубна, 1968.
6. А.Н.Глуховец, В.В.Филиппов, в сб.: Нейтронная физика, ч.4. Материалы 5-й Всес. конф. по нейтр. физике. М., 1980, с.15.

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ И ФАКТОРЫ САМОЭКРАНИРОВКИ ПОЛНОГО
НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ ЦИРКОНИЯ И НИОБИЯ:

ЦИРКОНИЙ						НИОБИЙ					
Е, кэВ	$\bar{\sigma}_t$ барн	f_t	Е, кэВ	$\bar{\sigma}_t$ барн	f_t	Е, кэВ	$\bar{\sigma}_t$ барн	f_t	Е, кэВ	$\bar{\sigma}_t$ барн	f_t
18	11,6	0,58	258	9,42	0,85	18	9,12	0,57	227	9,78	0,78
22	10,1	0,70	265	9,49	0,83	20	9,24	0,67	253	10,1	0,78
30	10,3	0,68	269	8,81	0,86	25	9,48	0,62	265	10,0	0,79
34	10,5	0,62	282	8,41	0,92	32	9,60	0,63	277	10,0	0,74
46	12,2	0,57	290	8,69	0,81	36	9,96	0,67	291	9,68	0,81
54	10,3	0,60	303	8,80	0,75	42	10,2	0,66	301	9,67	0,80
60	10,1	0,73	310	9,28	0,71	49	10,0	0,67	320	9,65	0,80
65	9,47	0,77	318	8,85	0,89	52	9,89	0,66	350	9,60	0,78
70	9,56	0,75	325	9,30	0,86	55	10,0	0,67	381	9,48	0,80
85	9,81	0,74	338	9,41	0,90	59	9,72	0,67	410	9,39	0,72
95	10,0	0,73	350	9,55	0,85	66	9,58	0,67	440	9,03	0,80
105	10,1	0,62	365	9,35	0,91	72	9,60	0,68	480	8,82	0,82
115	9,87	0,76	380	9,26	0,88	77	9,60	0,70	<u>511</u>	<u>8,74</u>	<u>0,85</u>
133	9,35	0,79	388	9,61	0,87	82	9,57	0,76	620	8,15	0,88
145	9,82	0,81	398	9,71	0,82	87	9,79	0,71	730	7,73	0,88
150	9,88	0,80	409	9,63	0,85	99	9,50	0,71	800	7,50	0,89
156	10,0	0,71	418	9,51	0,87	113	9,67	0,75	920	7,25	0,89
170	10,1	0,69	428	9,42	0,91	123	9,82	0,77	1100	6,42	0,93
178	10,4	0,73	439	9,62	0,80	127	9,86	0,69	1430	5,41	0,96
185	9,47	0,89	<u>4,81</u>	<u>9,14</u>	<u>0,87</u>	136	10,0	0,76			
205	9,72	0,82	510	8,64	0,90	145	10,2	0,73			
211	9,41	0,80	730	7,81	0,91	157	10,1	0,74			
225	10,0	0,79	790	7,52	0,92	171	9,90	0,72			
232	9,54	0,79	920	7,12	0,94	184	9,92	0,77			
244	9,61	0,76	1100	6,62	0,95	194	9,83	0,75			
250	8,91	0,81	1510	5,93	0,94	215	9,87	0,77			

Таблица 2

ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ И ФАКТОРЫ САМОЭКРАНИРОВКИ ХРОМА, ЦИРКОНИЯ И НИОБИЯ

Элемент	№ группы	Энергия, МэВ	Групповые сечения					Факторы самоэкранировки				
			БНАБ- -78	КФК- -1000	УКНДЛ -73	ЕНДЛ -78	Наст. раб.	БНАБ- -78	КФК- 1000	УКНДЛ -73	Наст. раб.	
Хром	3	4,0-2,5	3,58	3,53	3,68	3,68	3,65	0,837	0,99	0,998	0,82	
	4	2,5-1,4	3,27	3,26	3,69	3,34	3,48	0,747	0,92	0,941	0,73	
	5	1,4-0,8	2,92	2,90	3,34	2,98	3,42	0,630	0,790	0,920	0,62	
	6	0,8-0,4	3,22	2,62	2,94	3,08	3,26	0,544	0,62	0,723	0,51	
Цирконий	3	4,0-2,5	4,3			4,02	4,7	I	-	I	I	
	4	2,5-1,4	5,0		5,01	4,68	5,3	I		I	I	
	5	1,4-0,8	6,8		6,69	6,70	6,65	I		I	0,92	
	6	0,8-0,4	8,5		8,52	9,32	8,60	I		I	0,88	
	7	0,4-0,2	7,8		8,18	9,13	9,30	I		I	0,78	
	8	0,2-0,1	8,8		8,47	9,14	9,80	I		I	0,74	
	9	0,1-0,046	8,2		8,28	9,27	9,90	I		I	0,70	
	10	0,046-0,021	9,4		9,05	9,37	10,4	I		I	0,64	
	Ниобий	4	2,5-1,4	5,6			4,95	4,8	I		I	I
		5	1,4-0,8	7,0			6,35	6,55	I		I	0,95
6		0,8-0,4	8,5			8,1	8,9	I		I	0,89	
7		0,4-0,2	9,0			9,3	9,8	I		I	0,85	
8		0,2-0,1	9,0			8,64	9,9	I		I	0,76	
9		0,1-0,046	8,4			7,29	9,7	I		I	0,73	
10		0,046-0,021	7,7			6,82	9,5	I		I	0,68	

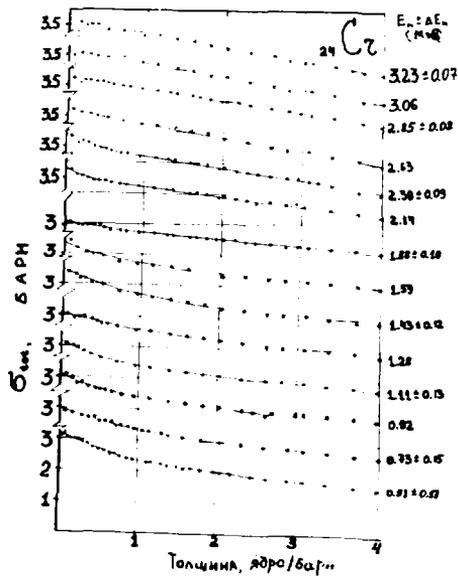


Рис. I Полное нейтронное сечение хрома, измеренное с образцами варьируемой толщины. Справа указаны энергия нейтронов и полуширина интервала усреднения

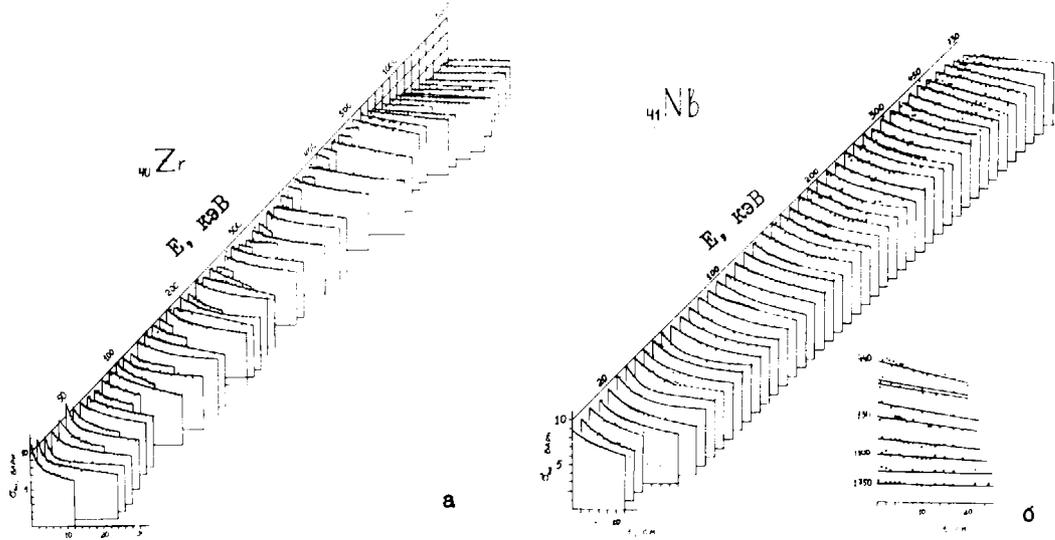


Рис. 2 Полные нейтронные сечения циркония (а) и ниобия(б), измерены с образцами варьируемой толщины

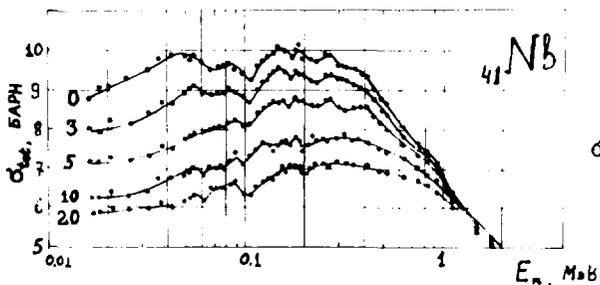
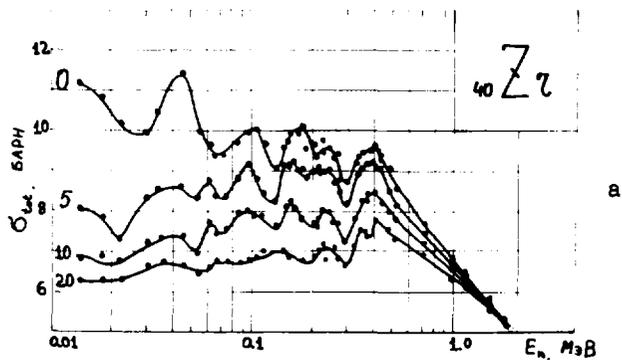


Рис. 3. Энергетический ход полных нейтронных сечений циркония (а) и ниобия (б), измеренных с разрешением 35 кэВ, ниже 0,5 МэВ и около 200 кэВ при более высоких энергиях, для указанных (в сантиметрах) толщин образца

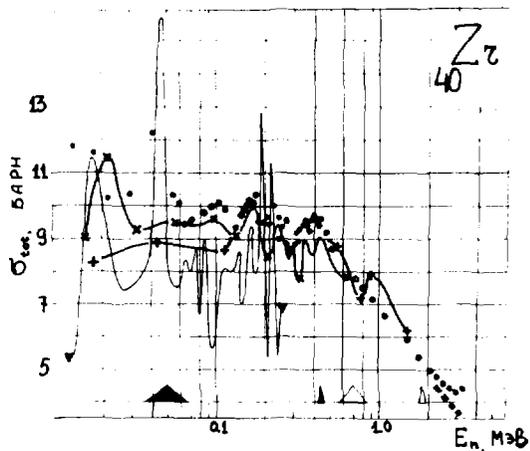


Рис.4. Сравнение полученных значений полного нейтронного сечения циркония (точки и открытые кружки) с существующими (атлас [4]) значениями других авторов



Рис.5. Сравнение полученных значений полного нейтронного сечения с измерениями других авторов (взято по атласу [4])

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$ И ${}^7\text{Li}(\alpha, n)$

О.В.Бочкарев, Е.А.Кузьмин, Л.В.Чулков, Г.Б.Яньков

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

На изохронном циклотроне ИАЭ им.И.В.Курчатова проведены измерения сечений и угловых распределений для нейтронных каналов взаимодействия альфа-частиц с энергией 8,6 и 11,2 МэВ с литием-6 и литием-7. Проанализированы полученные результаты и проведено их сравнение с опубликованными в литературе.

On the isochronous cyclotron of the I.V. Kurchatov Atomic Energy Institute measurements of cross sections and angular distributions for neutron channels of alpha-particle interactions for energies of 8.6 and 11.2 MeV with lithium-6 and lithium-7 have been carried out. The results obtained have been analyzed and compared with those published earlier.

В настоящее время ${}^6\text{Li}$ рассматривается как возможное топливо для некоторых типов управляемых термоядерных реакторов. Преимуществом таких реакторов является отсутствие трития и нейтронов в реакторе. В связи с этим необходимы ядерные данные о взаимодействии ядер лития с быстрыми легкими частицами. Среди таких реакций выделяются реакции с α -частицами, число которых в плазме обычно велико.

Пока существует очень мало опубликованных работ по экспериментальному исследованию нейтронных каналов взаимодействия альфа-частиц с ядрами лития-6 и лития-7. Основная информация в работах [1-4] относится к низковозбужденным состояниям образующихся ядер бора или ко всему спектру нейтронов без разделения парциальных каналов. Практически отсутствуют данные о вкладе многочастичных каналов в реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$ и полные сечения образования нейтронов в этой реакции.

Измерения сечений и угловых распределений для нейтронных парциальных каналов взаимодействия альфа-частиц с ядрами лития-6 и лития-7 проведены на 1,5-метровом изохронном циклотроне ИАЭ им.И.В. Курчатова с помощью спектрометра нейтронов по времени пролета [5] с порогом около 800 кэВ. Спектры нейтронов по времени пролета измерены в диапазоне углов 10° - 140° для энергий α -частиц 8,6 МэВ

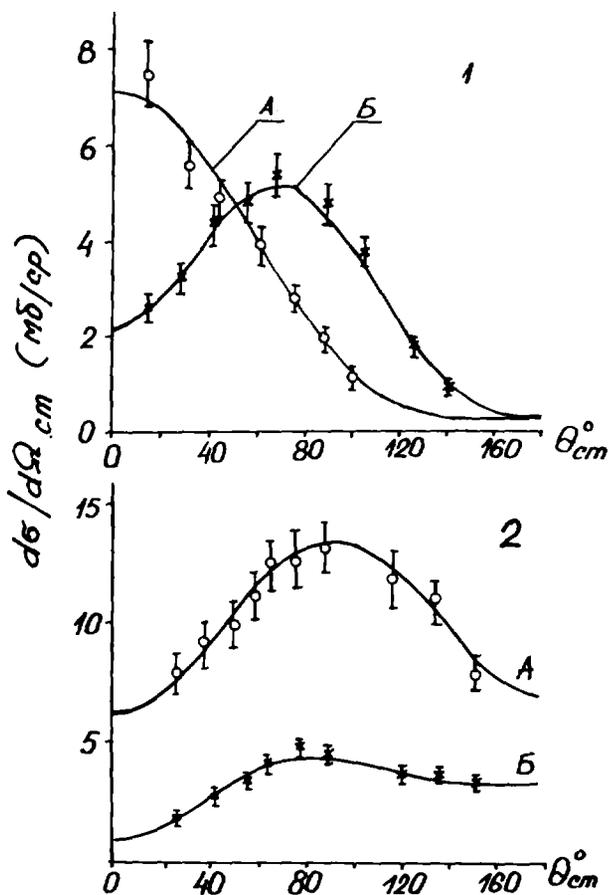
и 11,2 МэВ при величине пролетной базы спектрометра 4,5 м. Спектры по времени пролета пересчитывались в энергетические спектры нейтронов с учетом эффективности спинтиллиационного детектора и ослабленной потока нейтронов в воздухе и конструкционных материалах мишенной камеры. В экспериментах использовались прострельные мишени из лития-6 и лития-7 толщиной около 1,5 мг/см².

Реакция ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$.

Образование нейтронов при взаимодействии альфа-частиц с ядрами лития-6 характеризуется отрицательной энергией реакции (-3,975 МэВ для канала ${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}_{g.s.}$). Измеренный энергетический спектр нейтронов содержит пики, образовавшиеся при возбуждении различных состояний остаточного ядра ${}^9\text{B}$, а также непрерывный спектр нейтронов из четырехчастичного канала реакции ${}^6\text{Li} + \alpha \rightarrow 2\alpha + n + p$ ($Q = -3,7$ МэВ).

По результатам обработки пиков получены данные о сечениях образования и угловых распределениях нейтронов из двухчастичных каналов для основного (рис.1) и возбужденных (1,6 и 2,36 МэВ) состояний ${}^9\text{B}$. Угловое распределение для основного состояния ${}^9\text{B}$ при энергии 8,6 МэВ анизотропно и указывает на преимущественный выход нейтронов под малыми углами. Такая форма углового распределения может свидетельствовать о значительном вкладе прямого механизма реакции. К таким же выводам приходят и авторы работы [1], исходя из отсутствия резонансов в ходе функции возбуждения под 0^0 при энергии α -частиц от порога до 15 МэВ. При энергии 11,2 МэВ угловое распределение имеет максимум при значении угла около 90^0 и меняется плавно, что не позволяет однозначно указать какой-либо механизм рассматриваемого парциального канала. Приведенная в работе [2] форма углового распределения при энергии α -частиц 14,4 МэВ близка к полученной нами, однако величина сечения ниже, что может быть объяснено уменьшением вклада канала с образованием основного состояния ${}^9\text{B}$ с ростом энергии взаимодействия.

Угловое распределение нейтронов из канала ${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}^*(1,6 \text{ МэВ})$ имеет максимум под малыми углами и спадает с увеличением угла. Впервые о существовании состояния ${}^9\text{B}$ с энергией возбуждения 1,6 МэВ было сообщено в работе [6], где с помощью реакции ${}^{10}\text{B}({}_3\text{He}, \alpha)$ ${}^9\text{B}$ измерена энергия этого состояния и его ширина (~ 700 кэВ). Оценка ширины состояния 1,6 МэВ по нашим спектрам дает значения ~ 500 кэВ, что согласуется с данными работы [6]. Поиск этого состояния был предпринят в работе [2], где получен верхний предел сечения реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}^*(1,6 \text{ МэВ})$ 0,1 мб/ср при энергии α -час-



Угловые распределения нейтронов в
системе центра масс

Рис. 1 - ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$ (A - $E_\alpha = 8,6$ МэВ, Б - $E_\alpha = 11,2$ МэВ)
Рис. 2 - $E_\alpha = 11,2$ МэВ, А - ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}_{gs}$, Б - ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}^*(0,72)$

тиц 14,4 МэВ. Расхождение этих данных с нашими результатами может быть объяснено сильной зависимостью сечения этого канала от энергии.

Для канала ${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{Be}^{\#}$ (2,36 МэВ) сечение получено для лабораторных углов 10° и 20° . В предположении изотропии выхода нейтронов для этого канала оценка величины полного сечения дает величину 10 мб.

Данные о четырехчастичном канале $n+p+2\alpha$ получены из анализа непрерывного спектра нейтронов. Угловые распределения для нейтронов с энергиями 1-2,5 МэВ в системе центра масс с хорошей точностью аппроксимируются горизонтальными прямыми, т.е. выход таких нейтронов не зависит от угла. Полученная величина полного сечения образования нейтронов в четырехчастичном канале 1,6 мб/ср согласуется с имеющейся оценкой в работе [2], где сечение для таких нейтронов составляет около 4 мб/ср при энергии α -частиц 14,4 МэВ.

В таблице приведены полные сечения исследованных парциальных каналов ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$. Видно, что с ростом энергии суммарное полное сечение образования нейтронов растет, что качественно согласуется с ходом измеренной в работе [1] функции возбуждения под 0° .

Реакция ${}^7\text{Li}(\alpha, n)$

Образование нейтронов при взаимодействии альфа-частиц с ядрами лития-7 может идти при энергии альфа-частиц выше 4,38 МэВ ($Q = -2,79$ МэВ). В проведенных измерениях энергетически возможны только двухчастичные каналы реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ с образованием ${}^{10}\text{B}$ в 4-х первых состояниях при энергии α -частиц 8,6 МэВ и в 5-ти состояниях при энергии 11,2 МэВ. Из-за энергетического порога детектора данные получены только для 3 состояний ${}^{10}\text{B}$ при энергии 8,6 МэВ и 5 состояний при энергии 11,2 МэВ.

В работе [1] измерена функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, n)$ под углом 0° в диапазоне энергий от порога до 15 МэВ. Эта функция возбуждения имеет резонансную структуру с пиками, соответствующими образованию композит-ядра ${}^{11}\text{B}$ в различных состояниях, что указывает на существенный вклад механизма с образованием составного ядра. На этой зависимости видны также точки резкого возрастания сечения при некоторых энергиях, что связано с "выключением" двухчастичных каналов с образованием ${}^{10}\text{B}$ в возбужденных состояниях 0,72 МэВ, 1,74 МэВ, 3,50 МэВ и 4,77 МэВ.

На рис.2 представлены полученные нами угловые распределения

для нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ с образованием ${}^{10}\text{B}$ в основном и первом возбужденном (0,72 МэВ) состояниях при энергии α -частиц 11,2 МэВ. Угловые распределения имеют близкую к симметричной относительно 90° форму. При энергии α -частиц 8,6 МэВ угловые распределения имеют аналогичную форму, но их максимумы расположены под углом меньшим 90° .

Данные для реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}^*$ (1,74 МэВ) получены при энергии 11,2 МэВ, для энергии 8,6 МэВ проведена только оценка верхнего предела сечения.

Для более высоких энергий возбуждения ${}^{10}\text{B}$ выход нейтронов получен при энергии 11,2 МэВ не во всем диапазоне углов, поэтому была проведена оценка полного сечения этих каналов по имеющимся результатам. Для парциального канала ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}^*(2,15 \text{ МэВ})$ сечение в диапазоне углов 25° – 85° изменяется слабо и составляет $2,7 \pm 0,3$ мб/ср, что позволяет предположить изотропию углового распределения во всем диапазоне углов и оценить величину полного сечения 35 ± 15 мб. Для канала ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}^*(3,59 \text{ МэВ})$ в диапазоне углов 35° – 65° сечение составляет $2,2 \pm 0,2$ мб/ср, и полное сечение оценено равным 28 ± 14 мб.

В таблице I представлены полученные данные о полных сечениях исследованных парциальных каналов взаимодействия альфа-частиц с ядрами лития-7.

Данные по полным сечениям имеются в работе [3] для двух первых состояний ${}^{10}\text{B}$ при энергии альфа-частиц до 8 МэВ. Полное сечение реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ имеет максимальное значение 150 мб при энергии 7,2 МэВ и затем уменьшается до 100 мб. Отсутствие данных о дальнейшем ходе зависимости полного сечения не позволяет судить о точности совпадения этих результатов с нашими данными. Для реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}^*$ (0,72 МэВ) полное сечение при энергии до 8 МэВ не превышает 50 мб, что не противоречит нашим данным.

Полное сечение образования нейтронов в реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, n)p2\alpha$ ($E_\alpha = 11,2$ МэВ) равно 20 ± 10 мб.

Полные сечения образования нейтронов в реакциях ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$ и ${}^7\text{Li}(\alpha, n)$

${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}$			${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$		
Энергия α -частиц (МэВ)	Состояние ${}^9\text{B}$ (МэВ)	Полное сечение (мб)	Энергия α -частиц (МэВ)	Состояние ${}^{10}\text{B}$ (МэВ)	Полное сечение (мб/ср)
8,6	0	30 ± 3	8,6	0	190 ± 20

${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}$			${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$		
Энергия α -частиц (МэВ)	Состояние ${}^9\text{B}$ (МэВ)	Полное сечение (мб)	Энергия α -частиц (МэВ)	Состояние ${}^{10}\text{B}$ (МэВ)	Полное сечение (мб)
I,2	0	43+4	8,6	0,72	42+4
II,2	I,6	6,5+0,6	8,6	I,74	10
II,2	2,36	10	II,2	0	140+15
			II,2	0,72	46+4
			II,2	0,74	10,8
			II,2	2,15	35+15
			II,2	3,59	28+14

Литература

1. M.K.Metha, W.E.Hunt, H.S.Flendl, R.H.Davis. Nucl. Phys. 1963, v. 48, p. 90 - 96.
2. R.W.Bauer, J.D.Anderson. C.Wong. Nucl. Phys., 1964, v. 56, p. 117.
3. L.Van der Zwan, K.W.Geiger. Nucl. Phys. 1972, v. A180, p. 615 - 624.
4. J.K.Bair, J.Gones del Campo. Nucl.and Sci. Engag, 1979, v.71, p. 18 - 28.
5. О.В.Бочкарев, Е.А.Кузьмин, С.А.Петушков, А.А.Цветков. Материалы 4-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977г., ч.4. М. 1977, с. 232-237.
6. A.Kroepf, J.Browne. Nucl. Phys. 1968, v. A108, p. 289.

MEASUREMENTS OF ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF 14 MeV
NEUTRONS ON SULPHUR FOR A VERY WIDE ANGULAR RANGE

S.Hawil, S.Kliczewski, Z.Lewandowski, M.Makowska-Rzeszutko,
M.Palarczyk

(Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland)

The elastic and inelastic scattering of
14 neutrons on sulphur have been investigated
a time-of-flight spectrometer with an associated
particle was used.

С помощью спектрометра по времени пролета
и метода сопутствующих частиц были исследованы
упругое и неупругое рассеяние нейтронов с энер-
гией 14 МэВ на сере.

In this contribution we would like to inform you on the experi-
mental studies undertaken by our Laboratory in the INF in Cracow.
For some years our Laboratory has been working on the determina-
tion of cross sections of neutrons scattered on light nuclei. The
scattering measurements are carried out in a very wide angular
range with special emphasis on backward scattering angles.
Measurements on backward scattering to isolated states are rather
rare in literature and the results published so far have consider-
able experimental errors due to experimental difficulties.
The knowledge of neutron cross sections to backward angles enables
us to determine the spin-orbit Optical Model parameters.
Classically, it is evident that in this case the scattered parti-
cles approach nuclei much closer and therefore some effects which
are of minor importance for other scattering angles may occur.

The plate geometry used is applicable in a very wide angular
range. The results obtained in the known angular range agree
with those obtained by other authors, thus confirming the correct-
ness of our method.

The aim of our experiments is to establish the cross sections of neutrons scattered elastically and inelastically for model evaluations.

Neutrons were produced in the (d,t) reaction, the tritium target being struck by a deflected deuteron beam, accelerated in a linear accelerator. The deuteron beam was focused on a T target of a 1 mm radius. The target set consisted of a detector of associated alpha particles and the corresponding diaphragms.

The solid angle optimized for the best signal-to-noise ratio is about 1/500 of the whole solid angle.

The correlated neutron beam used was about $2 \cdot 10^8$ n/sec.

Measurements of backward scattering angles are time consuming and therefore the whole apparatus should be stable. The accelerating voltage, the deflection magnet current and the neutron flux were stabilized.

A time-of-flight spectrometer with an associated particle was used. The neutrons were recorded by means of four detectors set in pairs at two angles simultaneously. This arrangement /Fig. 1/ improves the statistics and mutual control.

For backward angles the detectors have to be placed in the vicinity of the neutron source. Therefore in these measurements the background problem is very important. Hence, an optimum choice of shielding is necessary.

Our spectrometer discriminated neutron and gamma events very well and for each detector both time of flight spectra were recorded /Fig. 2/. The long time resolution was about 1 nsec.

The efficiency of neutron detectors and spatial distribution of neutrons associated with the recorded alpha particles were estimated in a separate run.

The spatial distribution of the neutrons was fitted by the analytical function which gives the number of hitting neutrons at an arbitrary point of space with a fixed distance from the T target. Thus the absolute normalization to the number of alpha particles is possible.

The spectrum of registered particles contains two peaks corresponding to neutrons scattered elastically and inelastically and a gamma peak. The intensity of the gamma peak related to the alpha particle by time checks the neutrons monitor and the efficiency of the neutron detectors, the width of the peak checks the

time resolution and the position of the peak gives the zero-time. This gamma peak also is an important control between runs.

The elastic angular distribution of scattered neutrons can be described by the Optical Model, after correcting for final dimensions of the scatterer and the detector, for multiple scattering and for attenuation in the sample /the dead time was corrected automatically/. It is well known for neutrons scattered on nuclei at medium energies that, in addition to the dominant direct process, the compound nucleus process should also be taken into consideration. This is done on the basis of the Hauser-Feshbach formalism. The parameters obtained in this way are a starting point for the inelastic analysis with the DWBA and CC models.

We performed the measurements for silicon and sulphur. The data for the silicon were evaluated and published. These results agree with those obtained in other Laboratories for forward and medium angles described in literature, which confirms the applicability of our method.

It should be added that the application of the renormalization procedure was not necessary.

The quadrupole deformation parameter β_2 ensuing from the DWBA analysis has recently been confirmed by J. Böttcher et al. from Nürnberg-Erlangen. They, however, obtained the opposite sign. It should be noted that Böttcher's team applied the polarized neutron beam. This beam makes possible determining the analyzing power and, consequently, the sign.

The data evaluation for sulphur has not been finished yet. We have so far evaluated only part of the data. The computer analysis of the rest is being carried on.

Fig. 3 shows the comparison of our corrected data with those published by other authors. Fig. 4 shows the influence of the U_{LS} potential depth on the elastic cross section.

The complete data evaluation and the theoretical analysis for sulphur will soon be presented.

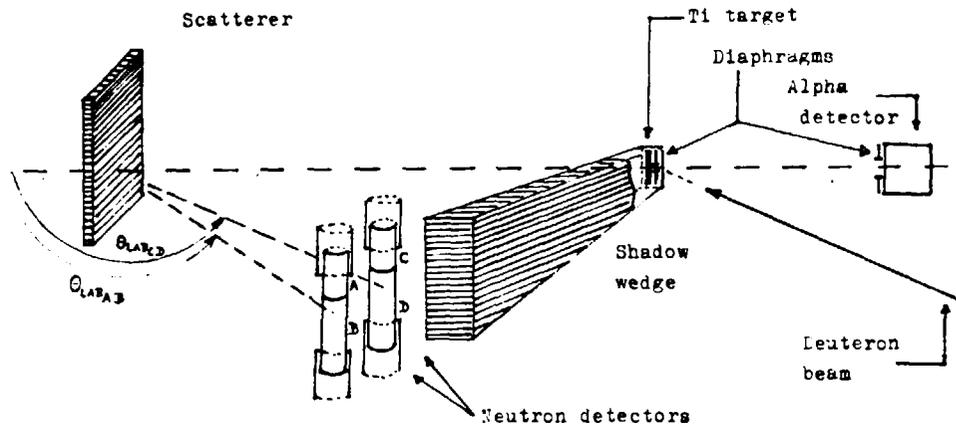


Fig. 1. The geometry for experiment.

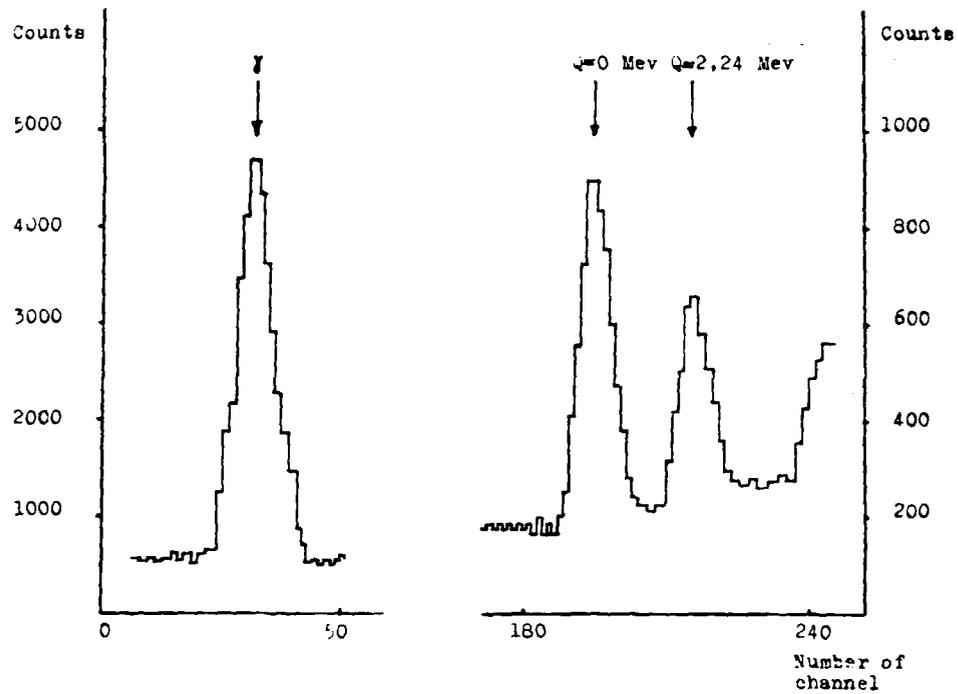


Fig. 2. The time of flight spectrum.

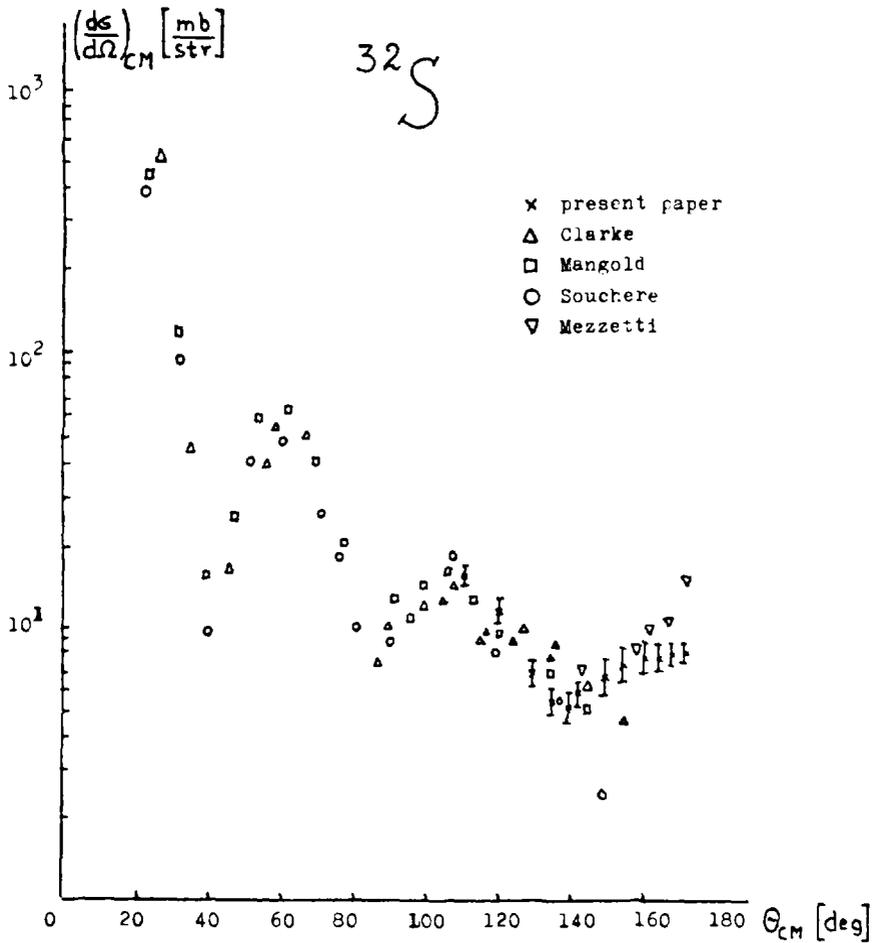


Fig. 3. The corrected angular distribution for the ground state transition with data published by other authors.

32 S

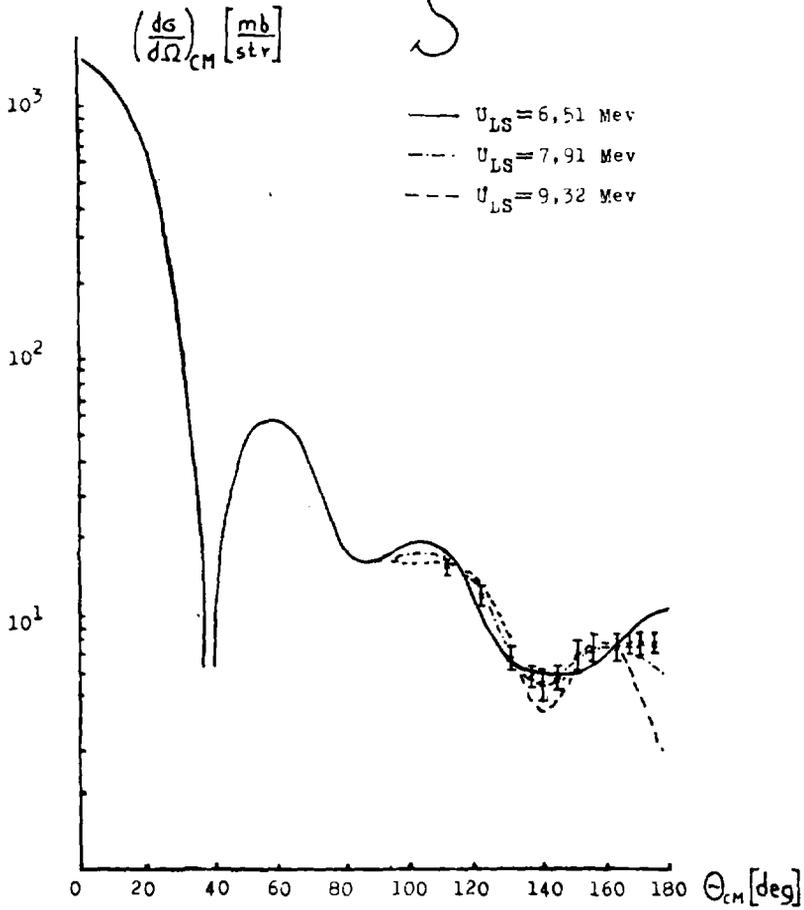


Fig. 4. The influence of the U_{LS} potential depth on the elastic differential cross section.

ВОПРОСЫ ОПТИКО-СТАТИСТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

М. Б. Фёдоров

(ИЯИ АН УССР)

Показано, что обобщённая оптическая модель с преимущественным поглощением в однофоновых каналах позволяет удовлетворительно описать общие закономерности поведения нейтронных сечений при энергиях 0–7 МэВ.

It has been shown that generalized optical model with a preferential absorption in one-phonon channels enables to describe the general regularities of neutron cross section behavior at the energies 0–7 MeV satisfactorily.

Прогресс в области ядерной физики и техники предъявляет повышенные требования к корректности теоретического описания экспериментальных нейтронных сечений. Потребность в более детальном отражении процессов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами приводит к необходимости усовершенствования общепринятых вариантов модельных теорий, предсказательные возможности которых при современных требованиях оказываются недостаточными. Опыт расчётов свидетельствует о том, что рекомендованные наборы параметров оптической модели, полученные из анализа данных в мегаэлектронвольтовой области, не могут быть прямо использованы при низких энергиях. Трудности описания усреднённых нейтронных сечений при низких энергиях, которые, по видимому, имеют принципиальный характер, ограничивают возможности единого оптико-статистического подхода для области энергий реакторного спектра 0–15 МэВ. Такая ограниченность приводит к необходимости введения физически не обоснованной энергетической зависимости параметров оптического потенциала при параметризации нейтронных сечений.

Несовершенство оптико-статистического подхода при низких энергиях проявляется в частности: а) в неудовлетворительном описании величины и положения минимумов усреднённой массовой зависимости нейтронных силовых функций; б) в неудовлетворительном описании минимумов энергетической зависимости усреднённых полных сечений, что на-

более выражено для ядер Ti, Cr, Fe, Ni при энергиях ниже 3 МэВ; в) в трудностях описания сечений возбуждения 2_1^+ уровней чётно-чётных ядер с большими значениями параметров деформации при малых энергиях нейтронов в каналах неупругого рассеяния. Анализ показывает, что наиболее вероятной причиной несовершенства оптико-статистической модели является некорректное отражение процессов образования составного ядра; об этом свидетельствует также ряд существующих феноменологических подходов [1 - 3 и др.]. Как правило, в этих подходах делаются попытки модифицировать описание компаунд-процессов, недостаточная изученность которых отражается в неопределённости информации о свойствах мнимой части оптического потенциала. Некоторые феноменологические [4] и микроскопические [5] расчёты иллюстрируют существенную роль коллективных возбуждений при формировании оптического потенциала поглощения.

В работах [6-8] компаунд-состояния рассматриваются как одночастично-вибрационные, что приводит к нелокальной мнимой части нейтронного потенциала с резко выраженной энергетической структурой. Существенно однако, что в среднем полученные значения глубины потенциала поглощения соответствуют результатам феноменологического анализа [5]. Более последовательное рассмотрение [9] приводит к выводу, что для ядер с $40 < A < 60$ при энергии 3 МэВ основную роль в формировании мнимой части потенциала играет коллективные возбуждения 2^+ , 3^- в комбинации с одночастичными уровнями.

Анализ феноменологических вариантов обобщённой оптической модели показывает, что в этих вариантах как правило недооцениваются процессы образования компаунд-ядра через промежуточную стадию одночастично-коллективного типа. Так, согласно [3] (а также [10]), условием существенной роли 2_1^+ состояний в этих процессах при низких энергиях для g -волны является соотношение

$$2g/\Gamma_a^2 \geq 1,$$

где Γ_a - ширина поглощения для одночастичных резонансов. При общепринятых для средних энергий значениях $\Gamma_a \sim 10$ МэВ такое условие не выполняется.

В рамках феноменологического подхода рассмотрение влияния коллективных состояний на компаунд-процессы может быть проведено путём учёта структурных особенностей связи коллективных каналов рассеяния. Показано [11], что в общем случае параметры оптического потенциала должны быть индивидуальными для каналов обобщённой модели (ОМ) с различным числом фононов. В частном случае однофононного варианта модели с явным учётом связи каналов, соответствующих основному 0^+

и возбужденному 2_1^+ -состояниям ядра-мишени, усредненный эффект каналов с числом фононов 2 и более должен приводить к повышенному значению параметра $W_S^{(1)}$ глубины потенциала поглощения однофононных каналов по сравнению с глубиной $W_S^{(0)}$ минимума части потенциала в каналах упругого рассеяния. Условие $W_S^{(1)} > W_S^{(0)}$ является непосредственным следствием слабости прямой связи каналов, число фононов для которых отличается более чем на единицу.

На основании теоретического вывода $W_S^{(1)} > W_S^{(0)}$ показано [11], что для удовлетворительного описания глубины и положения минимумов нейтронных силовых функций при низких энергиях требуются значения $W_S^{(0)} \sim 2$ МэВ и $W_S^{(1)} \sim 13$ МэВ при величинах других параметров, близких к общепринятым. Прямой физический смысл такого результата заключается в большой вероятности образования компаунд-ядра через простые промежуточные конфигурации составной системы одночастично-коллективной природы. Отсюда следует непосредственная зависимость сечения образования компаунд-ядра от степени связи каналов и, соответственно, от параметра квадрупольной деформации ядра-мишени [12].

Расчёты показали [13], что при энергиях ~ 3 МэВ указанный вариант обобщенной модели с фиксированными при анализе силовых функций параметрами приводит к согласию с экспериментом того же качества, что и сферическая модель с оптимальными параметрами, которая в этой области энергий работает удовлетворительно.

Иллюстрацией возможностей предложенного подхода являются расчёты, в которых получено единое описание силовых функций и полных сечений ^{48}Tl в весьма широкой области энергии 0,4–7 МэВ с постоянными параметрами потенциала (рис.1). Подобные результаты получены для $^{58,60}\text{Ni}$ [14], ^{52}Cr , $^{92,100}\text{Mo}$ [15].

В рамках предложенного варианта модели и метода КРТВ [17] расчёта флуктуационных процессов удалось с единым набором параметров отразить экспериментальный эффект усиления процессов возбуждения 2_1^+ уровней чётно-чётных ядер с массовыми числами 70 – 80 при энергиях нейтронов 100 кэВ выше порога (рис.2).

Модификация ООМ с $W_S^{(1)} > W_S^{(0)}$ позволяет оценить значения локального потенциала поглощения эквивалентной сферической модели (СОМ), который может быть получен как более грубое приближение, не претендующее на описание минимумов энергетической зависимости коэффициентов прохождения [12]. Расчётный потенциал СОМ обнаруживает минимумы глубины вблизи магических ядер, которые с точки зрения настоящего подхода обусловлены соответствующим уменьшением

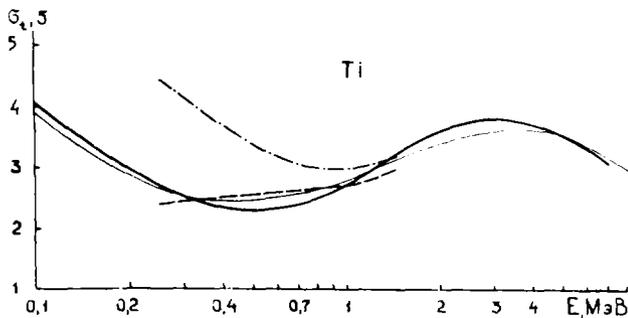
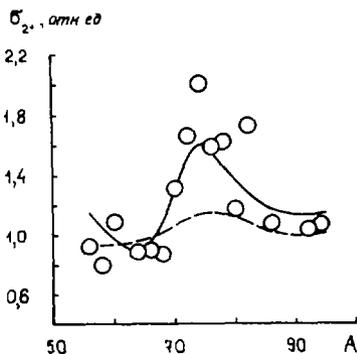


Рис. 1. Полные нейтронные сечения титана: тонкая сплошная линия - усреднённый ход энергетической зависимости для естественного титана по данным /16/; толстая сплошная линия - расчёт по ООМ для титана-48 с $W_3^{(0)} = 2$ МэВ, $W_3^{(1)} = 13$ МэВ; штриховая линия - расчёт /16/ по СОМ с индивидуальной подгонкой параметров; штрих-пунктирная линия - расчёт /16/ по СОМ с потенциалом Молдауэра (соответственно расчётные значения β -силовой функции 4,4, 0,52 и 4,1 при экспериментальном значении 4,0+1,3 в единицах 10^{-4})

Рис. 2. Отношения $\frac{\sigma_2}{\sigma_2^{теор}}$ экспериментальных и теоретических сечений возбуждения первых уровней к сечениям $\sigma_2^{теор}$, рассчитанным по сферической оптико-статистической модели с параметрами Пери и Бака: точки - данные /18/; сплошная линия - расчёт по ООМ с $W_3^{(0)} = 1$ МэВ, $W_3^{(1)} = 13$ МэВ и теории ХРТВ; штриховая линия - расчёт по ООМ в традиционном варианте с потенциалом Пери и Бака и теории ХРТВ /17/



параметров квадрупольной деформации.

Проведенные теоретические исследования и феноменологический анализ позволяют сделать вывод о существенной роли промежуточной стадии одночастично-коллективной природы в нейтрон-ядерных взаимодействиях, который согласуется с указанными выше [6-9] микроскопическими расчётами. Соответствующий феноменологический подход приводит в целом к более удовлетворительному согласию расчётных и экспериментальных данных при низких и средних энергиях, позволяя с единой точки зрения описать общие закономерности поведения силовых функций, нейтронных сечений и изотопные эффекты в компаунд-процессах.

Список литературы

1. Sierra J.M., Turinsky P.J. In: Proc. EANDC topical discussion, JAERI - M5984. Tokyo, 1975, p.193.
2. Moldauer P.A. Nucl. Phys. 1963, v.47, N 1, p.65.
3. Адамчук Ю.В., Сироткин В.К. Препринт ИАЭ-2560, М., 1975.
4. Ефросинин В.П. и др. Яд. физика, 1979, т.29, вып.3, с.631.
5. Jeukenne J.-P. et al. In: Proc. Conf., Lowell, USA, 1976.- Lowell, 1976, v.1, p.451.
6. Lev A. et al. Phys. Rev. Lett., 1973, v.31, N8, p.555.
7. Lev A., Beres W.F. Phys. Rev. C, 1974, v.9, N6, p.2416.
8. Mackellar A.D. et al. Nucl. Phys. A, 1974, v.225, N1, p.61.
9. Живописцев Ф.А., Ржевский Е.С. Изв.АН СССР, Серия физ., 1977, т.41, №10, с.2169.
10. Фёдоров М.Б. В кн.: Нейтронная физика (Матер.5-й Всесоюз.конф. по нейтрон. физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.1, с.294.
11. Фёдоров М.Б. Яд. физика, 1980, т.32, вып.2(8), с.392.
12. Фёдоров М.Б. Яд. физика, 1982, т.36, вып.6(12), с.1368.
13. Фёдоров М.Б. В кн.: Нейтронная физика (Матер.5-й Всесоюз.конф. по нейтрон. физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.1, с.299.
14. Фёдоров М.Б. и др. В кн.: Нейтронная физика (Матер. 5-й Всесоюзной конф. по нейтрон. физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, т.1, с.309.
15. Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И. - См. наст. сб. . с.68-72.
16. Barnard E. e.a: In: Proceedings of a panel on neutron nuclear data evaluation, Vienna, IAEA, 1973, p.421.
17. Hofmann H.M. e.a. Ann. Phys., 1975, v.90, N 2, p.403.
18. Конобеевский Е.С. и др. Изв.АН СССР, Сер. физ., 1974, т.38, №1, с.149.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ^{51}V

И.А.Немилов, Л.А.Победомосцев, А.В.Поздняков, Е.Д.Тетерин

(Радиофизический институт им. В.Г.Хлопина)

Методом сопутствующего γ -излучения изучалась реакция $^{51}\text{V}(n, n')$. Благодаря уменьшению энергетического разброса в пучке первичных нейтронов удалось выявить структуру в функциях возбуждения уровней 320 и 929 кэВ ядра ^{51}V .

The reaction $^{51}\text{V}(n, n')$ was studied by the associated γ -rays method. The existence of excitation functions structure for the 320 keV and 929 keV levels of ^{51}V was discovered by neutron inelastic scattering due to diminished neutron energy spread.

Реакция (n, n') на ядрах ванадия сравнительно мало изучена [1] и в то же время представляет практический интерес, так как этот элемент входит в состав конструкционных материалов атомных реакторов. В настоящей работе неупругое рассеяние изучалось путем регистрации сопутствующего γ -излучения. Источником нейтронов являлась реакция $\text{T}(p, n)$ на тритиево-титановой мишени толщиной $0,2 \text{ мг/см}^2$, протоны ускорялись на электростатическом ускорителе ЭГ-5. Рассеиватель из ванадия в виде цилиндра диаметром $1,8 \text{ см}$ и высотой $2,7 \text{ см}$ помещался на расстоянии 10 см от мишени. В этих условиях величина неоднородности энергии нейтронов составляла примерно 20 кэВ . Гамма-излучение регистрировалось под углом 125° относительно направления пучка первичных нейтронов $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с разрешением 4 кэВ (по линиям ^{60}Co). Детектор находился на расстоянии 75 см от рассеивателя и был защищен свинцом и водородосодержащими материалами с бо-

ром. Калибровка относительной эффективности спектрометра для γ -квантов различной энергии производилась с помощью источников ^{226}Ra и ^{152}Eu . Абсолютная привязка производилась по калиброванному источнику ^{137}Cs . Поток нейтронов определялся по числу актов деления ^{235}U с помощью ионизационной камеры, расположенной вплотную к рассеивателю. В опытах непосредственно измерялись выходы γ -квантов с энергиями 320 и 929 кэВ, отвечающими заселению уровней ядра ^{51}V с соответствующими энергиями, и по ним восстанавливались функции возбуждения. При этом учитывалось наличие перехода с уровня 929 кэВ на уровень 320 кэВ (17%). Статистические ошибки определения сечения неупругого рассеяния для уровня 320 кэВ составляли 4%, а для уровня 929 кэВ - около 10%.

Для оценки энергетической зависимости полного сечения взаимодействия n с ^{51}V измерялся коэффициент пропускания нейтронов как функция E_n . Для этого ионизационная камера помещалась на расстоянии 10 см от источника нейтронов и посередине между ними находился рассеиватель. Результаты измерений показаны на рис. 1 и 2.

Особенностью полученных нами результатов является ярко выраженная структура функций возбуждения. Хотя она отмечалась и ранее на других легких и средних ядрах [2], но проявлялась не так четко, по-видимому, из-за большей энергетической неоднородности первичного нейтронного пучка. Наблюдаемые вариации интенсивностей групп неупруго рассеянных нейтронов могут возникнуть по ряду причин. Если ограничиться рассмотрением механизма неупругого рассеяния, связанного только с образованием составного ядра, то интенсивность определенной группы нейтронов должна зависеть от числа и вероятности возбуждения уровней компаунд-ядра в интервале энергий возбуждения, определяемом энергетическим разбросом пучка первичных нейтронов, а также от усредненной вероятности распада таких состояний с образованием определенного уровня конечного ядра. Эта величина должна монотонно меняться с увеличением энергии первичных частиц, что практически и наблюдается у тяжелых ядер. В предельном случае, когда при изменении энергии первичных нейтронов возбуждаются отдельные уровни компаунд-ядра, абсолютные значения интенсивностей групп нейтронов должны отражать как вероятность возбуждения конкретных уровней компаунд-ядра, так и вероятность распада по данному каналу. Когда вероятности распада по двум выходным каналам близки (спины и четности конечных состояний одинаковы, а энергии различаются незначительно), то хотя сечения возбуждения состояний могут из-

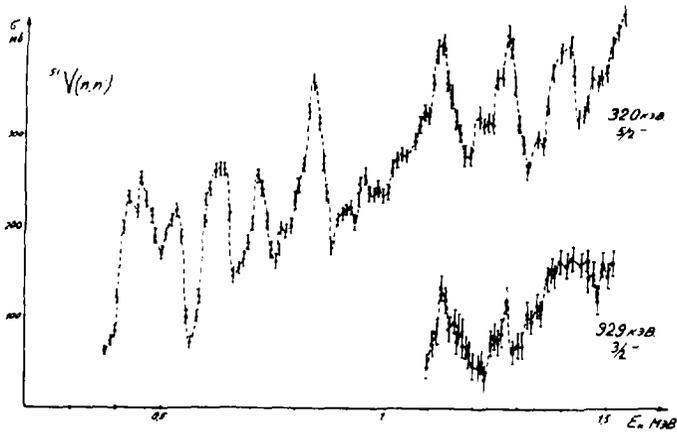


Рис.1. Функции возбуждения уровней 320 и 929 кэВ ^{51}V при неупругом рассеянии нейтронов.

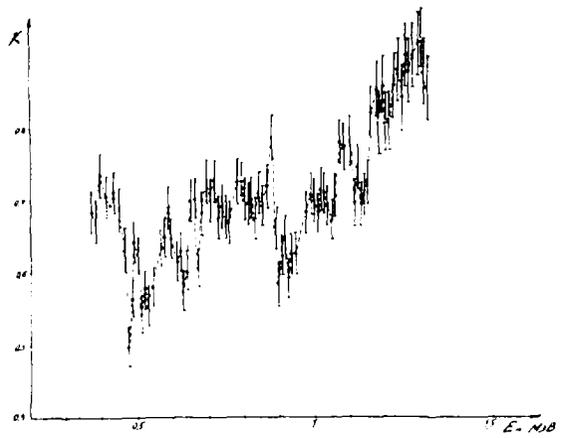


Рис.2. Зависимость функции пропускания от энергии

меняться в широких пределах, но относительные вероятности заселения таких конечных состояний должны быть строго коррелированы и не должны зависеть от параметров входного канала. Независимость отношений интенсивностей возбуждения двух идентичных уровней от характеристик входного канала должна сохраняться и в том случае, если в компаунд-ядре возбуждается не одно, а много состояний, но сложная структура функции возбуждения при этом должна сглаживаться.

В наших опытах имел место промежуточный случай, когда неоднородность энергии первичного пучка (20 кэВ) охватывает примерно 10 уровней составного ядра (по приведенной в [3] оценке $D = 3,3$ кэВ у ядра ^{52}Cr при энергии возбуждения 7–8 МэВ). Разность спинов изучавшихся уровней равна единице, четность одинакова, а энергии возбуждения отличаются на 600 кэВ. Поэтому здесь можно ожидать частичной корреляции интенсивностей возбуждения уровней, которая должна указывать на степень влияния выходного канала на вероятность заселения конечных состояний. Вычисленный коэффициент корреляции равен 0,5, что указывает на существенное влияние выходных каналов на заселение уровней конечного ядра. С другой стороны, наличие антикорреляции между функцией пропускания и интенсивностью отдельных групп нейтронов должно отражать связь входного и выходного каналов. Коэффициент корреляции между функцией пропускания и интенсивностью группы нейтронов, соответствующей образованию уровня 320 кэВ, оказался равным $-0,2$, что подтверждает наличие некоторой антикорреляции между этими величинами.

Таким образом, наблюдаемая нами структура функций возбуждения, очевидно, является результатом процессов, происходящих как во входном, так и выходном каналах. Во входном канале на функцию возбуждения оказывает влияние количество и характеристики уровней, которые оказываются одновременно возбужденными в пределах размытия первичного пучка, в выходном канале – перераспределение заселения отдельных уровней конечного ядра, зависящее от характеристик набора уровней, которые возбуждались в составном ядре. Для более детального выяснения зависимости функций возбуждения от характеристик входного и выходного каналов необходимы опыты с пучками нейтронов, обладающими лучшей однородностью энергии.

Список литературы

1. Степан М.А. - Proc. of Conference, Washington, D.C. 1975, v.7, p.871.
2. Domati D.R., Sheldon E. - Phys. Rev.C, v.16, p.939, 1970.
3. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969, 121 с.

ИЗМЕРЕНИЕ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ $\langle \sigma_t \rangle, \langle \sigma_s \rangle$ И
ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОЙ БЛОКИРОВКИ ДЛЯ Nb, Mo, Cd
НА ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 24,4 кэВ

Ю.В.Григорьев
(ФЭИ)

Работа посвящена экспериментальному исследованию резонансной структуры полного сечения и сечения упругого рассеяния ниобия, молибдена и кадмия на энергии нейтронов 24,4кэВ.

Измерены функции пропускания по полному сечению и сечению рассеяния, из которых получены усредненные полные сечения, сечения рассеяния и их факторы резонансного самоэкранирования.

The work is devoted to the experimental investigation of the resonance structure of the full cross-section and the elastic cross-section of scattering for Nb, Mo, Cd for the neutrons energy 24,4keV. The transmission functions by the full cross-section and scattering cross-section from which the averaged full cross-sections and scattering cross-sections and their resonance self-indication factors have been measured.

Для расчета реакторов на быстрых нейтронах важно знать как нейтронные усредненные сечения реакторных материалов, так и их факторы резонансной блокировки. В настоящей работе реализована методика измерения средних полных сечений, сечений рассеяния и эффектов самоэкранирования в них на ядрах ниобия, молибдена и кадмия в узком диапазоне энергий 0,5кэВ на энергии нейтронов 24,4кэВ. Моноэнергетический пучок нейтронов получен на Онинской АЭ с помощью комбинации фильтров из железа ($163г/см^2$), алюминия ($60г/см^2$) и серы ($6г/см^2$). Поток моноэнергетических нейтронов за фильтрами составляет $4 \cdot 10^3 н/(см^2 \cdot с)$ при фоне 1% от более высокоэнергетичных нейтронов, что позволяет измерять пропускания вплоть до 0,001. В качестве детектора нейтронов использовалась батарея из 10^4 пропорциональных счетчиков типа СМ-18, расположенных по кольцу в цилиндре из плекса длиной 350 мм, с внутренним диаметром 65мм и внешним диаметром 140мм. Детектор по всей поверхности окружен листом кадмия толщиной 1мм. При измерении

полных пропусканий внутри детектора по центру помещался образец-радиатор из плекса толщиной 4мм, в случае измерения пропусканий в режиме самоиндикации по рассеянию в детектор ставился тонкий образец-радиатор из соответствующего материала ниобия, молибдена или кадмия. Информация от детектора накапливалась на пересчетном устройстве, разработанном в ОИЯИ, г.Дубна. Для определения фона от высокоэнергетичных нейтронов использовались фильтры из титана, который имеет сильный резонанс в сечении рассеяния в области энергий 17-24кэВ. Это обстоятельство использовалось также при измерении полных пропусканий для уменьшения фона от высокоэнергетичных нейтронов путем замены образца-радиатора из плекса титановым образцом. Сечение рассеяния ниобия, молибдена и кадмия получено из данных измерений способом нормировки на сечение рассеяния свинца, которое было определено из полных пропусканий на энергии нейтронов 24,4 кэВ. В табл. I представлены экспериментальные значения сечений рассеяния ниобия, молибдена и кадмия.

Таблица I

Средние сечения рассеяния ниобия, молибдена, кадмия на энергии нейтронов 24,4 кэВ

Элемент	Pb	Cd	Nb	Mo
$\langle \sigma_s \rangle$ (барн)	$10,7 \pm 0,3$	$7,3 \pm 0,4$	$8,7 \pm 0,5$	$7,6 \pm 0,5$

Сечения рассеяния определялись в предположении, что имеет место изотропное рассеяние S -нейтронов.

Для получения пропусканий проводилось 8-10 трехминутных замеров на каждой толщине образца-фильтра при наличии и отсутствии его на нейтронном пучке, а также делалось измерение фона с титановым фильтром и при отсутствии образца-радиатора в детекторе. Фоновые составляющие при измерении полных пропусканий для открытого пучка составляли менее 1%, а при наличии толстого фильтра на пучке доля фона достигала 60%. При измерениях в режиме самоиндикации доли фона возрастали соответственно до 3 и 95%. Погрешность определения фона составляла несколько процентов. Отсюда погрешность в пропусканиях на малых толщинах получилась порядка 1%, а в пропусканиях порядка 0,01 погрешность составляет 5-10%. Полученные экспериментальные полные пропускания и пропускания по самоиндикации в сечении рассеяния приведены в табл. 2. Функциональный ход этих пропусканий отличен от экспоненты, что указывает на наличие резонансной блокировки полного сечения и сечения рассеяния для ниобия, молибдена и кадмия на энергии нейтронов 24,4 кэВ.

Таблица 2

Экспериментальные полные пропускания и пропускания по самоиндукции в сечении рассеяния свинца, кадмия, ниобия, молибдена на энергии нейтронов 24,4 кэВ

Pb	$n(\text{яд/барн})$	0,01563	0,03313	0,0694	0,1388	0,2082	0,2736	0,3212
	T_{\pm}	0,844	0,699	0,487	0,233	0,111	0,057	0,028
	T_{\pm}			0,500	0,247	0,106	0,059	
Cd	$n(\text{яд/барн})$	0,00913	0,01828	0,03632	0,0725	0,1455	0,2889	0,5804
	T_{\pm}	0,933	0,885	0,774	0,600	0,374	0,154	0,029
	T_{\pm}	0,924	0,843	0,761	0,529	0,311	0,136	0,020
Nb	$n(\text{яд/барн})$	0,00896	0,01776	0,04187	0,0873	0,1844	0,3274	0,5090
	T_{\pm}	0,919	0,854	0,687	0,483	0,251	0,103	0,045
	T_{\pm}	0,864	0,789	0,600	0,387	0,180	0,072	0,028
Mo	$n(\text{яд/барн})$	0,01108	0,02186	0,0452	0,0913	0,1836	0,3281	0,5379
	T_{\pm}	0,915	0,840	0,704	0,505	0,274	0,111	0,027
	T_{\pm}	0,913	0,796	0,650	0,441	0,234	0,082	0,019

Определение полных сечений и факторов резонансной блокировки производилось из экспериментальных пропусканий табл.2 путем представления их функциональной зависимости в виде двух экспонент. В табл.3 представлены экспериментальные полные сечения и данные оценки [1] для энергетического интервала 46,5-21,5 кэВ.

Таблица 3

Средние полные сечения свинца, кадмия, ниобия и молибдена на энергии нейтронов 24,4 кэВ

Элемент	Pb	Cd	Nb	Mo
эксперимент $\langle \sigma_{\pm} \rangle$ (барн)	10,7 \pm 0,3	7,8 \pm 0,3	9,5 \pm 0,3	8,3 \pm 0,3
оценка [1] $\langle \sigma_{\pm} \rangle$ (барн)			7,7	7,6

Как видно из табл.3, имеются значительные расхождения в средних сечениях между экспериментом и оценкой, которая сохраняется до настоящего времени. По данным работы [1] предполагается также, что эффекты резонансного самоэкранирования нейтронных сечений в области энергий нейтронов выше 20 кэВ незначительны. В табл.4 представлены факторы резонансной блокировки при различных сечениях разбавления ϵ_0 для кадмия, ниобия и молибдена на энергии 24,4 кэВ, которые указывают на

значительные эффекты резонансного самоэкранирования полного сечения и сечения рассеяния в этой энергетической области.

Таблица 4

Факторы резонансного самоэкранирования полного сечения и сечения рассеяния для кадмия, ниобия и молибдена на энергии 24,4кэВ

σ_0 (барн)		10000	1000	100	10	0
Cd	f_2	1,000	0,997	0,970	0,843	0,732
	f_3	1,000	0,998	0,979	0,924	0,871
Nb	f_2	1,000	0,995	0,958	0,776	0,581
	f_3	1,000	0,995	0,956	0,832	0,754
Mo	f_2	0,999	0,994	0,953	0,855	0,819
	f_3	1,000	0,998	0,982	0,930	0,894

Таким образом, экспериментальные полные сечения, сечения рассеяния и их факторы резонансного самоэкранирования, полученные из пропусканий нейтронов на металлических образцах естественного изотопного состава с содержанием кадмия, ниобия и молибдена 99,9%, указывают на необходимость измерения и переоценки нейтронных сечений и их эффектов самоэкранирования в области неразрешенных резонансов.

Литература

Г.Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОМ ИЗ СИСТЕМАТИКИ

К.Недведж, Ю.П.Попов

(ИГ ЛУ, Лодзь, ПНР; ОИЯИ, Дубна)

На основе ранее найденных зависимостей экспериментальных усредненных сечений радиационного захвата нейтроном с энергией 30 кэВ от числа нейтронов N в ядре-мишени и от энергии связи нейтрона B_n предпринята попытка оценить $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ из систематики в тех случаях, когда отсутствуют экспериментальные данные.

There have been made an attempt to estimate the lacking average neutron radiative capture cross section at 30 keV using the earlier found regularities in the dependence of the exper. $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ on the target nucleus neutron number N and on the neutron binding energy B_n .

Потребность точных данных $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ для нейтронов с $E_n = 30$ кэВ связана с реакторной техникой, например, для оценок выедания нейтронов в реакторе основным деления топлива, для поисков более эффективных материалов для стержней регулирования мощности реактора. Эти данные нужны тоже для проведения анализа α - и τ -процессов при образовании разных элементов в звёздах.

До сих пор остается большое число изотопов, для которых нет экспериментальных значений сечений. В связи с этим появляются работы, в которых обычно на основе оптической модели и статистической теории, вычисляются средние сечения, например, [1]. На возможность оценки $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ на основе систематики известных экспериментальных сечений мы указывали в работах [2,3,4].

В настоящем сообщении представлены оценки $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ для нейтронов с $E_n = 30$ кэВ с использованием зависимости $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ от числа нейтронов N в изотопах данного элемента и от энергии связи нейтрона в ядре, образуемом после захвата нейтрона.

На рис.1 представлена зависимость $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle = f(N)$ для чётно-чётных ядер-мишени. Малыми кружками обозначены экспер. точки, большими - оценённые значения сечений. Величина оценок даны в таблице. Для элементов Be, K, Fe, Cd, Sn, Te, Ba, Sm, Dy, с в ход сечения с ростом

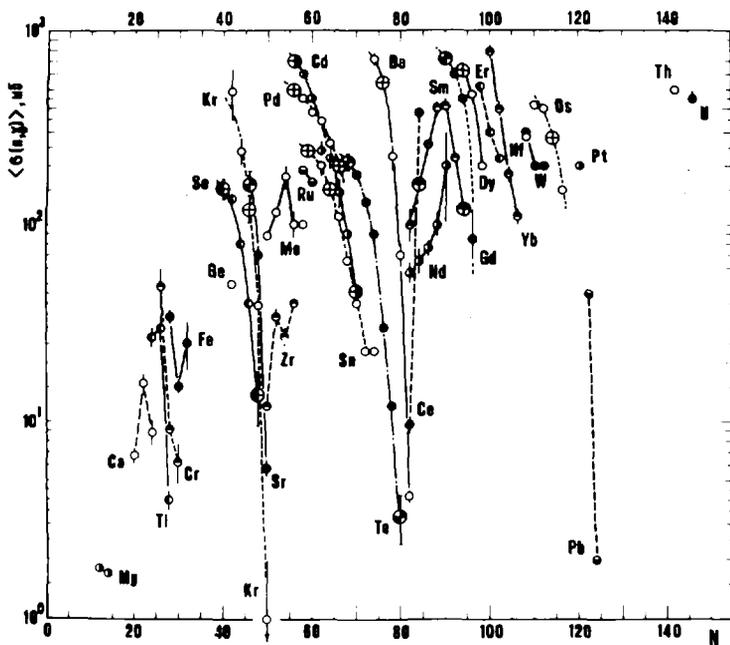


Рис.1. Зависимость $\langle b(p, \gamma) \rangle$ от числа нейтронов в ядре-мишени для чётно-чётных ядер. $E_n = 30$ кэВ

числа нейтронов N аппроксимировался методом наименьших квадратов (МНК) кривой типа:

$$\langle b(p, \gamma) \rangle = 10 a N^2 + c.$$

Для остальных элементов exper. точки просто соединены прямыми.

Для чётно-нечётных ядер-мишени ^{114}Sn , ^{125}Te , ^{135}Ba , ^{152}Sm , ^{176}Yb (рис.2) сделана попытка оценить неизвестные $\langle b(p, \gamma) \rangle$, используя ход сечения для чётно-чётных изотопов тех же элементов и известные абсолютные значения сечений чётно-нечётных изотопов.

Рис.3 иллюстрирует возможность использования зависимости $\langle b(p, \gamma) \rangle = \frac{1}{2}(B_n - \Delta_n)$ для получения оценок сечения. Энергии спаривания нейтронов Δ_n вычислялись по формуле:

$$\Delta_n = -\frac{1}{4} \{ B_n(N-1, Z) - 2B_n(N, Z) + B_n(N+1, Z) \}.$$

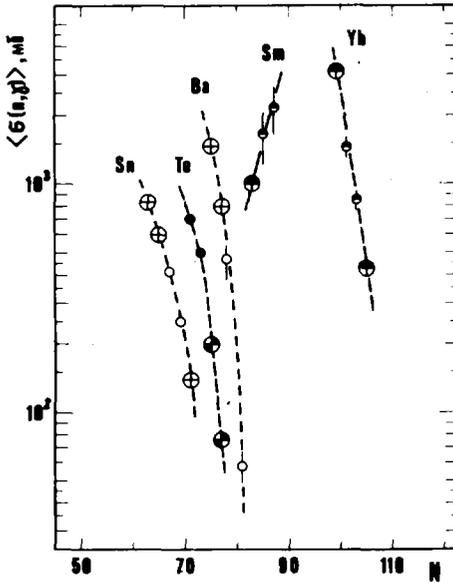


Рис.2. Зависимость $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ от числа нейтронов в ядре-мишени для чётно-нечётных ядер. $E_n = 30$ кэВ

Оцененные сечения

Ядро-мишень			$\langle \sigma \rangle = f(N)$		$\langle \sigma \rangle = f(B_n - \Delta_n)$	
	A	N	σ (мб)	$\Delta \sigma$ (мб)	σ (мб)	$\Delta \sigma$ (мб)
1	2	3	4		5	
Se	74	40	150	20	380	190
	82	48	14	5	12	3
Kr	82	46	120	20	85	42
Sr	84	45	160	30		
Ba	102	56	500	70	770	110
	109	63			660	90
	112	66	200	60	190	20
Sm	104	56	700	70		
	109	61			1240	220
	115	67			400	50
	117	69			300	40
Yb	118	70	46	12	78	10

1	2	3	4		5	
Sn	110	60	240	40		
	113	63	840		1130	210
	114	64	150	25	196	25
	115	65	600		560	90
	121	71	140		173	20
Te	120	68	210	20		
	127	75	200		352	40
	129	77	76		257	24
	131	79			193	16
	132	80	3,3	0,9	5,9	0,7
Ba	131	75	1400			
	132	76	540	40		
	133	77	800			
Sm	145	83	1000			
	146	84	160	20	150	25
	151	89			1870	570
	156	94	120			
Ga	152	88			760	80
	154	90	720		740	70
	159	95			875	100
Dy	156	90			1750	240
	158	92			1350	170
	160	94	620	90	700	70
	165	99			500	50
Yb	166	96			1150	120
	168	98			900	90
	169	99	3100		2820	390
	175	105	430		370	30
Os	190	114	270	20		

Экспериментальные сечения (рис.3) описывались формулой

$$\log \langle \sigma(n, \gamma) \rangle = a (E_n - \Delta_n) + b,$$

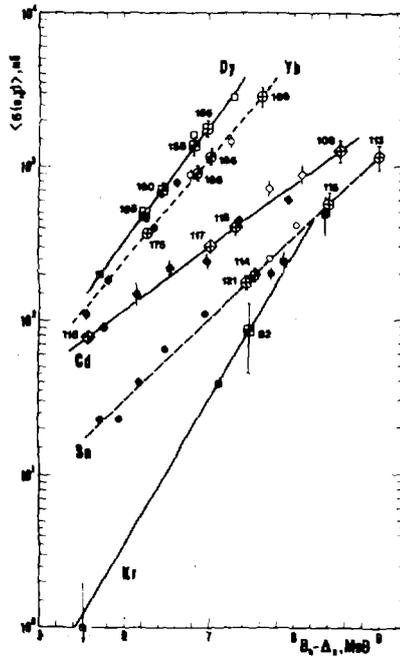
где параметры a и b определялись с помощью МНК.

Указанные ошибки на рисунках взяты из [5] или определены на основе разброса значений сечений для данного изотопа, полученных разными авторами.

Рис.3. Зависимость $\langle \sigma(p, \gamma) \rangle$ от $V_n - \Delta_n$. $E_n = 30$ кэВ.

ч-ч ядра
 ● □ ◇ - эксперим. точки
 ⊕ ⊞ ⊠ - оценки

ч-н ядра
 ○ □ ◇ - эксперим. точки
 ⊕ ⊞ ⊠ - оценки



Л и т е р а т у р а

1. Юрлов Б.Д. и др., Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядер. конст., 1983, вып. 1(50), с.25.
2. Недведж К., Попов Ю.П., Нейтронная физика, 1980, ч.2, с.199, матер. У Конф. по нейтр. физике, Киев, 1980.
3. Недведж К., Попов Ю.П., Acta Phys. Pol., 1982, V.B13, p.51.
4. Niedźwiedziuk K., Форгов Ю.П., in: Neutron Induced Reactions, Proc. Europhys. Top. Conf., Smolenice, 1982, p.365.
5. Muğabghab S.F. et al., Neutr. Cross Sec., 1981, V.1, part A and B.

0^+ -СОСТОЯНИЯ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ГЕРМАНИЯ В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

Ю.Г.Косяк, Д.К.Каипов, Л.В.Чехушина, С.Арынов, Л.Н.Смирин,
Г.А.Достемесова

(ИЯФ АН КазССР)

Проведены измерения γ -спектров из неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на Ge с $A = 70, 72, 74, 76$ при углах 90° и 124° относительно падающего пучка. Исследована заселенность уровней в реакции $(n, n'\gamma)$. Определены и систематизированы 0^+ состояния ядер Ge в области энергии ≤ 3 МэВ.

Measurements of γ -rays from inelastic scattering of fast reactor neutrons on Ge with $A=70, 72, 74, 76$ were carried out for the emission angles of 90° and 124° with respect to the incident beam. The population of the levels in the $(n, n'\gamma)$ -reaction was investigated. 0^+ levels of Ge were obtained and systematized in the energy region ≤ 3 MeV.

Исследования последних лет [1-6] показали, что ядра изотопов германия являются сложными ядерными системами, в которых проявляются различные типы ядерных взаимодействий. С одной стороны, наблюдаемые энергетические спектры как четных, так и нечетных Ge указывают на наличие в ядре деформации, с другой - величины статистических квадрупольных моментов и вероятности некоторых γ -переходов соответствуют ангармоническому вибратору [4]. Незаполненные протонные и нейтронные оболочки могут привести к неустойчивости формы, усиленной возможным существованием структурных изменений вблизи $N = 40$. Следует отметить, что различные теоретические модели предсказывают разные формы деформаций [5]. Вопрос о природе коллективных свойств этих промежуточных ядер остается нерешенным, поэтому очевидна необходимость дальнейшего набора экспериментальных данных, в частности, данных относительно спектроскопических характеристик возбужденных состояний.

В этом плане особый интерес представляет систематика 0^+ возбужденных уровней. Действительно, сведения о нижних 0^+ -состояниях интенсивно используются при проверке ядерных моделей: их положение определяет начало соответствующих полос в ротационном и вибрацион-

ном пределах модели взаимодействующих бозонов; нормировка энергии 0_2^+ состояния к 2_1^+ является неотъемлемой процедурой для вибрационных ядер; по величине $b(0_2^+)/b(0_1^+)$ в прямых реакциях судят о вероятности изменения формы; отличие угловых распределений рассеянных частиц от предсказываемых теорией DWBA с $L = 0$ позволяет авторам работы [1] предположить сосуществование различных деформаций для 0^+ -уровней ядер Ge и т.д.

Однако, именно 0^+ -состояния в германиевых изотопах исследованы плохо. Так, например, из $^{72}\text{Ge} (t, p)^{74}\text{Ge}$ -реакции по данным работы [2] в области энергий $\leq 3,5$ МэВ значение спина 0^+ присвоено шести состояниям ^{74}Ge : 1485, 1913, 2229, 2610, 2758 и 3358 кэВ, а по данным [1] - трем: 1485, 2228 и 2755. Из $^{76}\text{Ge} (p, t)^{74}\text{Ge}$ -реакции [5] в ядре ^{74}Ge как 0^+ -состояния определены уровни 1481 и 2862 кэВ. В связи с изложенным представляется актуальным исследование ядер изотопов Ge через неупругие процессы.

В данной работе были исследованы γ -спектры из неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на ядрах $^{70,72,74,76}\text{Ge}$ при углах 90° и 124° относительно падающего пучка. Измерения проведены на установке, описанной ранее [7].

В работах [8,9] была показана возможность уверенного идентификации 0^+ возбужденных состояний ядер из исследования заселяемости уровней в реакции $(n, n' \gamma)$ на быстрых нейтронах реактора. В основу метода положено сравнение экспериментальной заселяемости $R_{\text{эксп}}$ с теоретической $R_{\text{т}}$, рассчитанной по статической теории составного ядра в рамках приближения Хаузера-Фешбаха-Молдауэра. Величина $R_{\text{эксп}}$ определяется как разность сумм интенсивностей γ -переходов, уходящих с уровня и приходящих на него. Замечено, что при неупругом рассеянии быстрых нейтронов реактора заселяются все возможные состояния ядра вплоть до энергии ~ 3 МэВ. При этом в случае четно-четных ядер максимально заселяются уровни со спином 2 и минимально - со спином 0^+ . Заселение уровней со спином 1 и 3 оказывается более, чем в два раза выше заселения 0^+ -состояний. Указанные особенности были использованы при поиске 0^+ возбужденных состояний в ядрах германия.

В табл. приведены значения энергий уровней $^{70,72,74,76}\text{Ge}$, идентифицированные как 0^+ -состояния из условия $R_{\text{эксп}} = R_{\text{т}}(0^+)$ в реакции $(n, n' \gamma)$. Знаком * отмечены впервые наблюдаемые γ -переходы. В последней колонке для сравнения приведены энергии 0^+ -уровней других авторов.

Для ^{70}Ge цитируется работа [10], для $^{72,74,76}\text{Ge}$ - работа [1], в которой используется (t, p) -реакция с разрешением ± 15 кэВ до

Параметры уровней

A_{Ge}	$E_{ур},$ кэВ	$E_{\gamma},$ кэВ (90°)	$J_i^{\pi} \rightarrow J_f^{\pi}$	$I_{\gamma},$ отн. (124°)	$P_{эксп},$ отн.	$P_s(0^+)$	$E_{ур}(0^+),$ кэВ
^{70}Ge	1215,6	176	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	10,8(5)	10,8(5)	10,8	1215,6
	2307,1	1266,9 (598)	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ $\rightarrow 2_2^+$	1,2(2) 0,25(5)	1,4(2)	1,6	2307,1 2887,6
	2887,6	1848,1 1179,5	$0_4^+ \rightarrow 2_1^+$ $\rightarrow 2_2^+$	0,25(5) 0,30(5)	0,55(7)	0,6	
^{72}Ge	691,4		$0_2^+ \rightarrow 0_1^+$				691,2 ^a
	2027,4	1194,5 ^{*k}	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	1,8(1)	1,8(1)	1,9	2028
	2896,6	(2063 ^{*k})	$0_4^+ \rightarrow 2_1^+$	0,1	0,4(1)	0,4	2756
		1432,7 ^{*k}	$\rightarrow 2_2^+$	0,30(5)			2896
^{74}Ge	1483,6	887,1	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	4,2(3)	4,2(3)	4,2	1482,8 ^a
	2227,0	1631,3 ^{*k}	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0,9(2)	1,2(2)	1,1	2228
		1022,2 ^{*k}	$\rightarrow 2_2^+$	0,31(5)			2755
	2874,2	2278,3 ^{*k}	$0_4^+ \rightarrow 2_1^+$	0,37(7)	0,37(7)	0,4	2862 ^b
^{76}Ge	1911,1	1348,2	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1,8(2)	1,8(2)	1,7	1911,1 ^a
	2897,8	2334,9 ^{*k}	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0,25(5)	0,25(5)	0,3	2908

3 МэВ, а - данные из кулоновского возбуждения [6], б - (p,t)-реакция [5].

В случае ^{72}Ge мы не подтверждаем возбужденное состояние 2756 кэВ как 0^+ уровень. Его заселяемость $P_{эксп} = 1,4(2)$ соответствует значению $J = 3$, $P_s(3^+) = 1,5$.

Не подтверждается также уровень 2755 кэВ для ^{74}Ge . Наблюдаемая в спектре γ -линия с энергией 2154 кэВ ($I_{\gamma} = 0,2$) могла бы принадлежать уровню 2749 кэВ, однако ее интенсивности не достаточно для ожидаемой в этой области величины $P_s(0^+) = 0,5$.

Проведенная систематика найденных 0^+ состояний четных изотопов германия (рис. 1) показывает, что энергии 0_2^+ , а также 0_3^+ уровней коррелируют с заполнением нейтронных подоболочек так, что аномально низко расположенные 0^+ состояния наблюдаются, когда по оболочечной модели $2p_{1/2}$ орбита заполнена. Интересно, что подобная корреляция прослеживается также для величины $E(0_2^+)/E(2_1^+)$ для трех изотопических рядов с близкими значениями Z : $Z = 30, 32$ и 34 . На рис. 2 приведены наблюдаемые отношения в ядрах Zr, Ge и Se в зависимости от числа нейтронов. Значение $E(0_2^+)/E(2_1^+) = 2$, как известно, соответствует гармоническому вибратору.

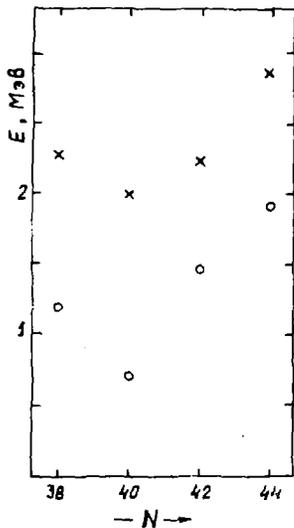


Рис. 1. Энергии первых (o) и вторых (x) O^+ возбужденных уровней Ge в зависимости от числа нейтронов.

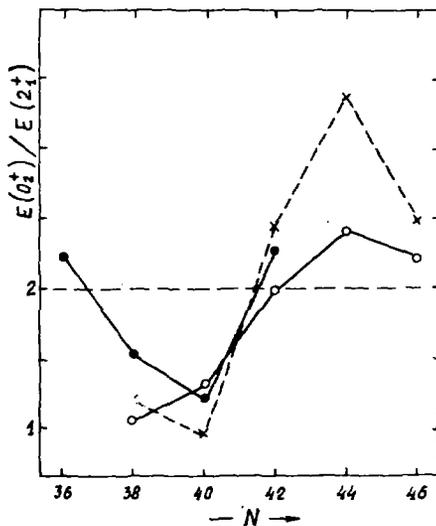


Рис. 2. Величины $E(O_2^+)/E(2_1^+)$ для ядер Zn (•), Ge (x) и Se (o) в зависимости от заполнения нейтронных подоболочек.

Список литературы

1. Lebrun G. et al. - Phys. Rev. 1979, v.C19, p.1224.
2. Lafrance S. et al. - Nucl. Phys. 1978, v.A307, p.52.
3. Tamisier R. et al. - Nucl. Phys. 1982, v.A385, p.430.
4. Rester A.C. et al. - Nucl. Phys. 1980, v.A346, p.371.
5. Guilbault F. et al. - Phys. Rev. 1977, v.C15, p.894.
6. Lecomte R. et al. - Phys. Rev. 1980, v.C22, p.2420.
7. Каипов Д.К., Косяк Ю.Г., Лысков Ю.А., Серебрянников А.И. - Изв. АН КазССР, серия физ.-мат., 1977, № 4, с. 1.
8. Косяк Ю.Г., Каипов Д.К., Чекушина Л.В. - Изв. АН СССР, серия физ.-мат., 1982, т. 46, с. 2257.
9. Косяк Ю.Г., Каипов Д.К., Арменов С. - Изв. АН КазССР, серия физ.-мат., 1983, № 4.
10. Kearns F., Mo J.M. - Nucl. Data Sheets 1978, v.25, p.1

ИСТОЧНЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ В РАЙОНЕ ПОРОГОВ (γ, n)-РЕАКЦИИ НА
ЯДРАХ ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{60}Ni , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{93}Nb , ^{94}Mo

А.С.Алимов, Б.С.Ишханов, И.М.Пискарев

(НИИЯФ МГУ)

Определены сечения упругого и полного рассеяния фотонов на всех исследованных ядрах. Из анализа угловых распределений рассеянных фотонов ($\theta = 90^\circ, 122^\circ$) установлен дипольный характер фотопоглощения в подпороговой области энергии. Получены сечения фотопоглощения и E1 радиационные силовые функции.

Elastic and total cross sections of photon scattering were measured for all the investigated nuclei. The dipole character of the photoexcitation below the photoneutron threshold was determined from the angular distribution measurements. Photoabsorption cross sections and E1 radiative strength functions were determined.

Особенности в поведении сечений упругого рассеяния фотонов при энергиях в районе порогов фотонейтронных реакций для большого числа атомных ядер от Mg до U впервые были установлены в работе [1]. Анализ экспериментальных данных показал, что, в отличие от сечений упругого рассеяния в области дипольного гигантского резонанса (ДГР), которые являются главной функцией массового числа A , сечения упругого рассеяния фотонов при энергиях ниже ДГР могут меняться в значительных пределах даже для соседних ядер. Дальнейшие исследования рассеяния фотонов и фотонейтронных реакций в районе порога, сравнение парциальных и полных ширин связанных состояний и нейтронных резонансов показали [2], что ширины γ -резонансов близки по значениям к радиационным ширинам нейтронных резонансов, что говорит о плавном поведении Γ_γ при переходе через порог (γ, n)-реакции. То есть наблюдаемое экспериментально уменьшение сечений упругого рассеяния фотонов выше нейтронного порога связано не с уменьшением радиационных ширин уровней (Γ_γ), а с увеличением нейтронных (Γ_n) и, соответственно, полных (Γ_n) ширин резонансов, поскольку $\sigma_{\text{упр}} \sim 1/(\Gamma_\gamma + \Gamma_n)$.

Настоящий эксперимент выполнен на пучке тормозного излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. При помощи сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaI(Tl) измерены энергетические спектры фотонов, рассе-

янных под углами 90° и 122° относительно первичного пучка, при 16 значениях максимальной энергии тормозного излучения от 7 до 14 МэВ. Подробно методика эксперимента описана в работе [3]. Было получено сечение упругого рассеяния фотонов, а также сечения неупругого рассеяния с заселением различных уровней (групп уровней) ядер-мишеней. Суммированием сечений упругого и различных каналов неупругого рассеяния получены сечения полного рассеяния фотонов.

Сечения упругого рассеяния фотонов на ядрах ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{60}Ni , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{93}Nb , ^{94}Mo показаны на рис.1. Ошибка величин сечений для всех исследованных ядер составляет $\sim 16\%$. Энергетическое разрешение ~ 500 кэВ определяется точностью, с которой известна аппаратная функция детектора. Стрелками отмечены пороги (Y, p) и (Y, n) -реакций. Для ^{90}Zr пунктиром на рис.1 показано сечение упругого рассеяния фотонов, полученное в работе [4] с использованием методики меченых фотонов. Положение максимумов на рис.1 лишь приблизительно совпадает с порогами фотонулонных реакций. По-видимому, максимумы однозначно не связаны с уменьшением сечения рассеяния вследствие открывания нового канала распада ядра при энергиях выше порога, а передают особенности структуры ядра. Анализ угловых распределений упруго рассеянных фотонов ($\theta = 90^\circ, 122^\circ$) показал, что переходы в околопороговой области энергий имеют дипольный характер.

В таблице (вторая колонка) представлены интегральные сечения упругого рассеяния фотонов в районе нейтронных порогов V_n . Для получения интегральных сечений отдельных резонансов в околопороговой области энергий эти резонансы аппроксимировались лоренцевскими линиями. Из табличных данных видно, что зависимость интегральных сечений от A в районе нейтронных порогов не имеет монотонного характера.

Проанализируем A -зависимость интегральных сечений рассеяния на примере группы ядер с $A \sim 90$. Для этих ядер при энергии волизи порога (Y, n) -реакции должны наблюдаться концентрация сил одночастичных переходов [4]. Среди исследованных ядер наибольшее сечение упругого рассеяния имеет ^{90}Zr , четное-четное ядро с магическим числом нейтронов. Оно же формируется переходами нуклонов с заполненных подболочек, что обуславливает концентрацию силы переходов в относительно узком интервале энергий. С добавлением нуклонов сверх заполненных подболочек число возможных одночастичных переходов увеличивается, что может приводить к фрагментации состояний по широкому диапазону энергий. В пользу фрагментации свидетельствует более слабая A -зависимость интегральных сечений полного рассеяния во всем наблюдаемом

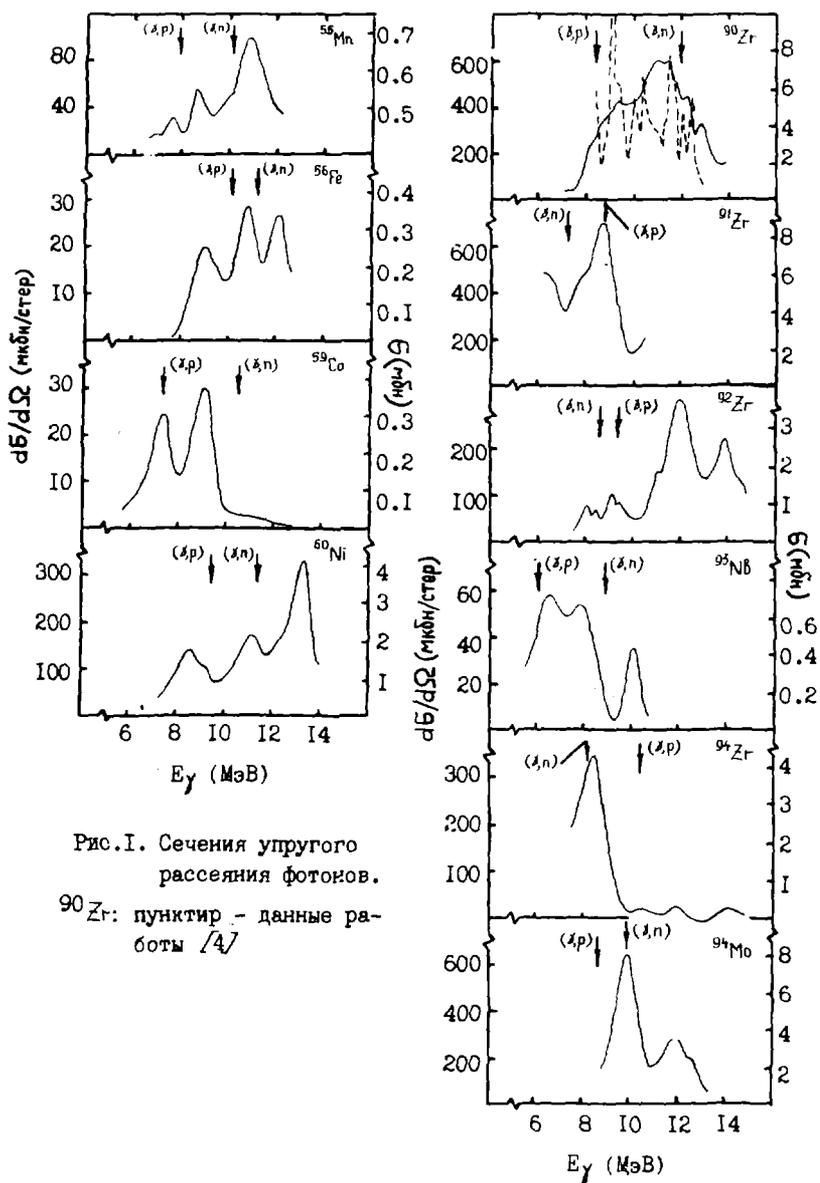


Рис. I. Сечения упругого
рассеяния фотонов.
 ^{90}Zr : пунктир - данные ра-
боты [4]

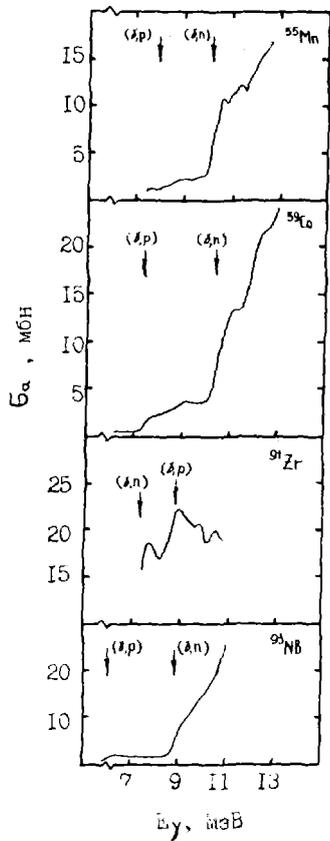
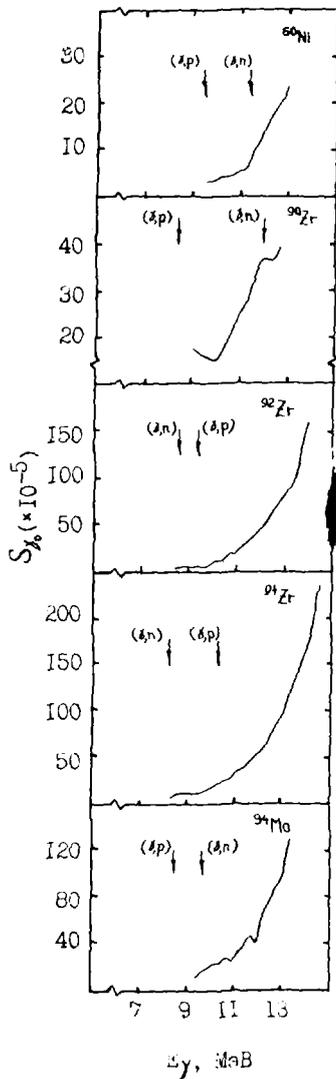


Рис.2. B_a - сечения фотопоглощения; S_{γ} - $E\gamma$ -радиационные силовые функции



Интегральные сечения рассеяния фотонов

Ядро	$\int_{E_1}^{E_2} \sigma_s(E) dE$, МэВ·мбн	Интегральные сечения полного рассеяния		
		Интервал энергий, $E_1 \div E_2$, МэВ	$\int_{E_1}^{E_2} \sigma_{tot}(E) dE$, МэВ·мбн	% ^{90}Zr
^{90}Zr	$17,1 \pm 2,7$	$9,0 \div 13,0$	$56,7 \pm 9,1$	100%
^{91}Zr	$16,0 \pm 2,6$	$7,4 \div 10,6$	$38,7 \pm 6,2$	68%
^{92}Zr	$1,8 \pm 0,3$	$8,4 \div 14,6$	$28,1 \pm 4,5$	50%
^{94}Zr	$6,7 \pm 1,1$	$5,6 \div 10,8$	$18,4 \pm 3,0$	32%
^{93}Nb	$0,7 \pm 0,1$	$8,4 \div 14,8$	$3,4 \pm 0,6$	6%
^{94}Mo	$9,9 \pm 1,6$	$9,4 \div 13,4$	$31,8 \pm 5,1$	56%

диапазоне энергий по сравнению с A -зависимостью интегральных сечений упругого рассеяния в районе порогов (γ, n) -реакции (см. табл.). Исключением является ядро ^{93}Nb , для которого интегральное сечение упругого рассеяния значительно меньше, чем для соседних ядер. Суммированием сечений полного рассеяния и сечений реакций (γ, p) и (γ, n) , известных из литературы, для всех ядер, кроме ^{56}Fe , получены сечения фотопоглощения σ_a . Из сечений фотопоглощения для четных ядер найдены фотонные $E1$ силовые функции $S_{\lambda\mu}$, определяемые из соотношения $\sigma_a = 2\pi^2 \lambda^4 \frac{2J+1}{2(2J+1)} S_{\lambda\mu}^2$, где λ - длина волны фотона, J - спин возбужденного состояния, J - спин основного состояния ядра. Результаты приведены на рис.2. Для нечетных ядер из-за неоднозначности спина J возбужденного состояния силовые функции не определялись и на рис.2 приведены сечения фотопоглощения. Значения полученных нами силовых функций можно сравнить с данными из реакции (γ, n) . В работе [6] для фотонной силовой функции на ^{56}Fe в районе порога (γ, n) получено значение $(3,5 \pm 1,1) \cdot 10^{-5}$. В работе [7] получены значения силовых функций для ^{56}Fe и ^{60}Ni : $(7,6 \pm 2,0) \cdot 10^{-5}$ и $(9,5 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$ соответственно. Наши значения силовых функций в районе порога (γ, n) равны $(2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ для ^{56}Fe и $(5,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$ для ^{60}Ni , что согласуется со значениями силовых функций из фотонейтронных экспериментов.

Список литературы

1. Fuller E.G., Hayward E. - Phys. Rev., v.101, p.692.
2. Moreh R. - Nucl. Instr. and Meth., 1979, v.166, p.69.
3. Ишханов В.С. и др. - Ядерная физика, 1980, т.32, с.142б.
4. Axel P., Min K.K., Sutton D.C. - Phys. Rev. C, 1970, v.2, p.689.
5. Губа В.Г. и Урин М.Г. - Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды IV семинара. М., 13-15 декабря 1977 г., с.200.
6. Bowman C.D. et al. - Phys. Rev., 1967, v.163, p.951.
7. Verbinski V.V. et al. - Phys. Rev. C, 1973, v.3, p.1302.

ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ Ge и Se

Е.С.Конобеевский, Ю.Г.Куденко, М.В.Мордовской, В.И.Попов

(ИЯИ АН СССР)

Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на четно-четных изотопах Ge и Se при энергии $E \approx 1$ МэВ. В рамках оптической модели со связью каналов дается интерпретация экспериментальных результатов.

Differential elastic and inelastic neutron-scattering cross sections at the energy approximately 1 MeV have been measured for even-even isotopes of Ge and Se. The experimental results are interpreted within the framework of the coupled-channels optical model.

Неупругое рассеяние нейтронов низкой энергии привлекает к себе внимание благодаря возможности изучения в этом процессе роли механизмов составного ядра и прямой реакции. Это может дать новую информацию о свойствах резонансных состояний ядра, которые проявляются в данном процессе, в частности, о корреляции парциальных нейтронных шириин резонансов. В работах [1,2] было показано, что при возбуждении первых уровней 2^+ сферических ядер Ge и Se вклад прямой реакции в сечение неупругого рассеяния нейтронов может быть значительным (20–30%) даже при энергии нейтронов, превышающей порог реакции на 400–500 кэВ. В этом случае угловая зависимость дифференциального сечения может быть асимметрична в системе центра инерции относительно угла 90° .

В настоящей работе проведены измерения и анализ дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния на ядрах Ge и Se. Измерения проводились методом времени пролета на спектрометре с пролетной базой 2 м, созданном на основе ускорителя $\Phi\Gamma$ -2,5 в импульсном режиме [3]. Протонный пучок имел следующие параметры: длительность импульса около 3 нсек, частоту следования импульсов 70 кГц, ток на мишени 3–4 мкА. В измерениях использовались металлические образцы селена, обогащенные изотопами $^{76,78,80,82}\text{Se}$, весом от 50 до 100 г и с содержанием этих изотопов 92–99%. Образец Ge весом 140г

состоял из естественной смеси изотопов. Детектором нейтронов служил сцинтилляционный счетчик, помещенный в массивную защиту из смеси парафина и углекислого лития. Относительная ошибка измерений дифференциальных сечений неупругого рассеяния не превышала 3% при каждом значении угла для изотопов Se и 4% для Ge (в последнем случае измерялось суммарное сечение ^{74}Ge и ^{76}Ge). Для получения абсолютных сечений проводилась нормировка по сечению $p-p$ рассеяния [5]. Полная ошибка в величине сечений составляет 8% в случае неупругого рассеяния и 7-9% для упругого рассеяния.

Измеренные дифференциальные сечения показаны на рис. 1 и 2. На обоих рисунках для каждого угла указаны полные ошибки. Угловые зависимости хорошо описываются в виде разложения по полиномам Лежандра. Из формы углового распределения для неупругого рассеяния видно, что существенный вклад в сечение неупругого рассеяния на изотопах Se дает p -волновой выходной канал, кроме того, в угловой зависимости для ^{82}Se проявляется вклад члена $A_1 \cdot P_1(\cos \theta)$ ($A_1 = 5,5 \pm 1,6$ мбн/ср), характеризующего асимметрию рассеяния относительно 90° . Этот результат можно рассматривать как свидетельство проявления механизма прямой реакции в околопороговой области. В отличие от изотопов Se неупругое рассеяние на ядрах ^{74}Ge и ^{76}Ge в пределах ошибок измерений изотропно в интервале углов $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$. Данные для Ge хорошо согласуются с результатами работы [4].

С целью интерпретации полученных данных проведены расчеты в рамках оптической модели со связью каналов с использованием теоретического подхода описания средних сечений, развитого в работе [6]. Расчеты проводились со схемой связи вибрационной модели, включающей двухфононные состояния ядра мишени. Метод расчета подробно описан в работе [2]. В отличие от [2] для каждой пары связанных каналов использовались различные параметры деформации β_2 , величины которых в большинстве случаев взяты из [7,8], где было исследовано кулоновское возбуждение уровней Ge и Se . Действительная часть оптического потенциала имела радиальную зависимость Вудса-Саксона и включала потенциал симметрии в форме $-V = V_0 - 22 \frac{N-Z}{A} \text{ МэВ}$. Мнимый потенциал имел радиальную зависимость в форме производной от форм-фактора Вудса-Саксона. На рис. 1 и 2 и в табл. приведены экспериментальные и расчетные величины сечений (параметры потенциала указаны в таблице и подписи к рис. 1).

Расчетный вклад прямого процесса в $\sigma(n, n')$ для ядер Ge и Se составляет около 25% и обусловлен, в основном, парциальным сечением, соответствующим полному моменту и четности $J^\pi = 3/2^-$. Различие в фор-

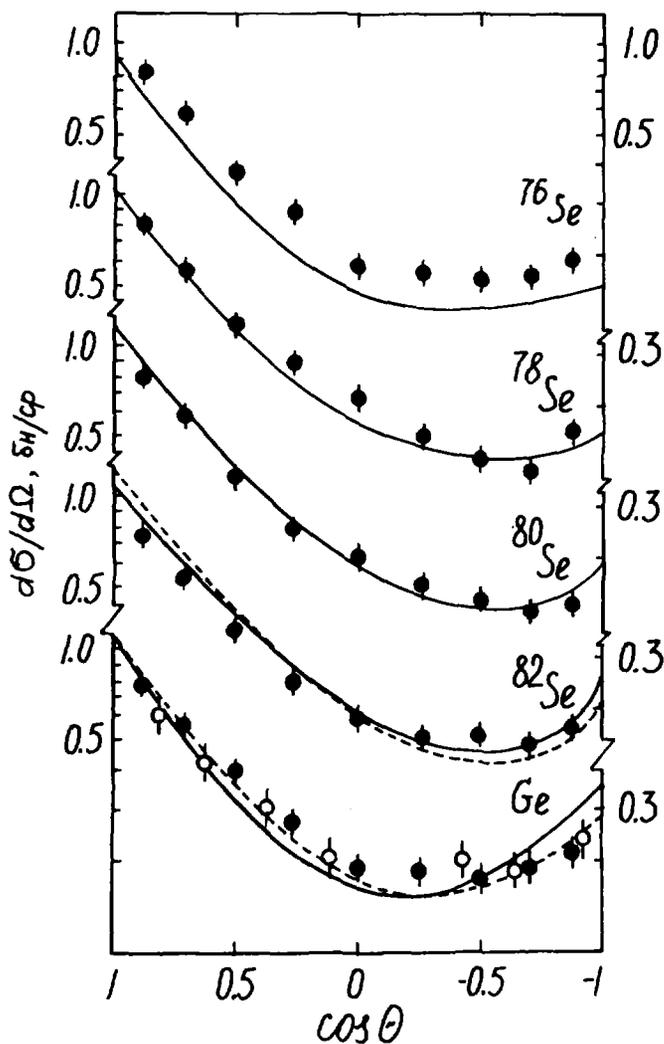


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах Se и Ge (энергии нейтронов указаны в табл.). ● - данные настоящей работы; ○ - данные работы [4]. — — — — — расчеты с параметрами потенциала: $V_0 = 53$, $W = 2$ для ядер Se_{82} и $V_0 = 51,5$ и $W = 1$ для Ge. - - - - - расчеты с $V_0 = 54$, $W = 2$ для Se_{82} и с $V_0 = 52$, $W = 2$ для Ge.

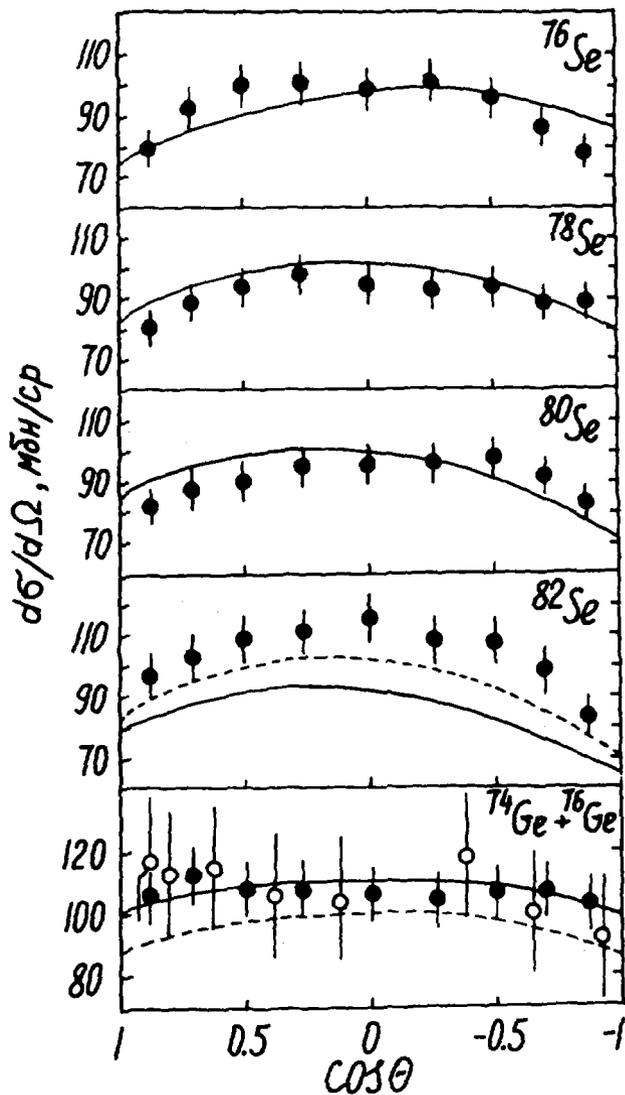


Рис. 2. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на первых уровнях 2^+ ядер Se и Ge (энергии нейтронов указаны в табл.). Обозначение теоретических кривых аналогично рис. 1

Экспериментальные и расчетные сечения неупругого
рассеяния нейтронов на ядрах Se и Ge (барн)

Изотоп	E_n , МэВ	$\sigma(n, n')$ эксп.	$\sigma(n, n')$ расч.	V_0 , МэВ	W , МэВ
^{76}Se	1,08	$1,17 \pm 0,09$	1,161	53	2
^{78}Se	1,14	$1,15 \pm 0,09$	1,196	53	2
^{80}Se	1,19	$1,14 \pm 0,09$	1,167	53	2
^{82}Se	1,18	$1,31 \pm 0,09$	1,069	53	2
			1,165	54	2
$^{74,76}Ge$	1,00	$1,35 \pm 0,12$	1,1348	51,5	1
			1,204	52	2

ме угловой зависимости неупругого рассеяния для ядер Ge и Se , как следует из результатов расчета, обусловлено разным соотношением вкладов во флуктуационное сечение p - и d - волновых входных каналов; вклад d - волновых каналов, дающих практически изотропное распределение, в случае Ge значительно больше, чем для Se .

Результаты нашей работы подтверждают ранее сделанные выводы

[2] о значительном вкладе прямой реакции в сечение неупругого рассеяния на ядрах Se и Ge в околороговой области.

Список литературы

1. Ефросинин В.П. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Ч. I. М., ЦНИИатоминформ, 1977, с. 118.
2. Ефросинин В.П. и др. - ЯФ, 1979, т. 29, с. 631.
3. Бурмистров Д.М. и др. - Краткие сообщения по физике МИАН, 1982, № 7, с. 41.
4. Lister D., Smith A.B. - Phys. Rev., 1969, v. 183, p. 954.
5. Hersley A. - Nuclear Data, 1966, v. A2, p. 243.
6. Hofmann H.M. et al. - Ann. of Phys., 1975, v. 90, p. 403.
7. Barrette J. et al. - Nucl. Phys., 1974, v. A235, p. 154.
8. Lecomte R. et al. - Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 2420.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ ГЕРМАНИЯ И СЕЛЕНА
В ОБЛАСТИ 0,25–1,3 МэВ И ОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Р.М.Мусаелян, В.М.Скоркин

(ИЯИ АН СССР)

Измерены полные сечения нейтронов для изотопов германия и селена. Теоретическое описание результатов получено в рамках обобщенной оптической модели с учетом возбуждения двухфононных состояний.

Total neutron cross sections for germanium and selenium isotopes have been measured. A theoretical description of the results has been obtained in the framework of generalized optical model taking account the excitation of two-phonon states.

Ранее отмечалось [1], что сечения неупругого рассеяния нейтронов вблизи порога возбуждения 2_1^+ уровней изотопов германия и селена не могут быть описаны оптико-статистической моделью, предполагающей независимость каналов. Хорошее описание сечений и Δ -нейтронных силовых функций для этих изотопов было получено в рамках обобщенной оптической модели только с учетом возбуждения уровней двухфононного триплета [1]. При этом параметр мнимой части потенциала имел значение ~ 1 МэВ. Незначительные изменения параметров действительной и мнимой частей потенциала в этой модели приводят к заметным изменениям относительных вкладов различных парциальных сечений и их энергетической зависимости. Отсюда следует, что модель может дать удовлетворительное описание сечений лишь в том случае, если выбранные параметры дадут достаточно хорошее феноменологическое описание взаимодействия нейтрон-ядро в каждом из этих каналов. В [2] было отмечено, что для проверки справедливости модели и уточнения ее параметров необходимо иметь более широкий набор экспериментальных данных о взаимодействии нейтронов с четными изотопами германия и селена.

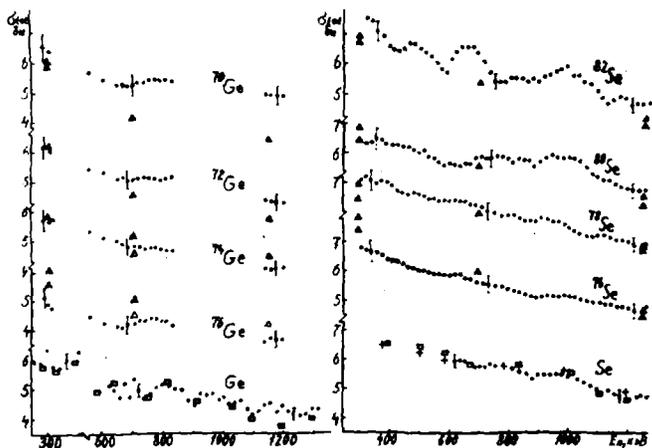


Рис.1. Полные сечения рассеяния нейтронов
 Экспериментальные данные: ● - настоящая работа и [3]; ◻ - [6,8],
 + - взвешенная сумма полных сечений изотопов. Расчет: Δ - $V_0 =$
 51 МэВ и $W = 1,5$ МэВ; ▲ - $V_0 = 51,5$ МэВ и $W = 2$ МэВ

С этой целью авторами были выполнены измерения полных сечений для изотопов германия и селена [3]. Измерения сечений для германия выполнены с образцами из окислов в областях энергий около 300, 700 и 1150 кэВ между резонансами в полном сечении рассеяния нейтронов на кислороде и нормировались на полное сечение естественного германия. На рис.1 представлены результаты этих измерений, усредненные по интервалу энергии 100 кэВ, а для естественного германия - с разрешением ~ 20 кэВ. Экспериментальная ошибка для сечений изотопов селена, естественных германия и селена составляет $\sim 4\%$, а для изотопов германия с учетом нормировки на сечение естественного германия $\sim 6\%$.

Из приведенных данных видно, что усредненные сечения для изотопов германия относительно плавно изменяются с энергией нейтронов. Имеет место изотопическая зависимость сечений. С увеличением A от 70 до 76 величина сечения уменьшается примерно на 30%. При этом се-

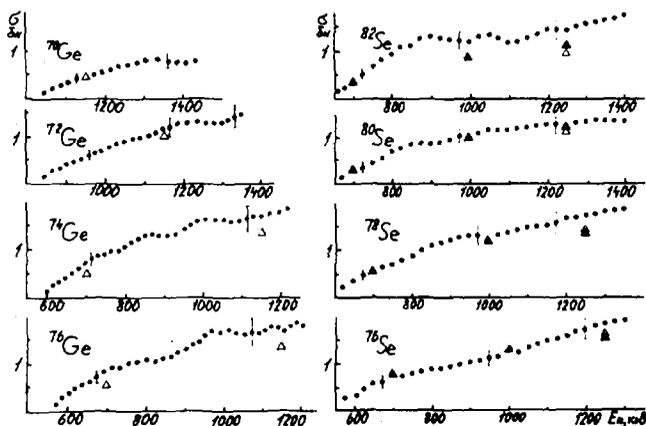


Рис.2. Сечения неупругого рассеяния нейтронов для 2^+ уровней [1]. Обозначения те же, что на рис.1

чения для соседних изотопов различаются в среднем на 10%. В усредненных сечениях изотопов селена наблюдается структура, особенно для ^{82}Se . Изотопическая зависимость сечений для селена слабо выражена. При изменении A от 76 до 82 наблюдаемое возрастание сечений не выходит за пределы двойной ошибки.

В литературе имеются данные по полным сечениям только для естественных германия и селена [4-8]. Наши результаты в пределах экспериментальных ошибок согласуются с ними.

Расчеты сечений, как и в [1], выполнены в рамках обобщенной оптической модели с учетом возбуждения двухфотонного триплета. При этом преследовалась цель описать полные и неупругие сечения и силовые функции с использованием единых параметров потенциала. В расчетах использовался потенциал в форме Вудса-Саксона, в параметр действительной части которого был включен член, зависящий от изоспина в виде $V = V_0 - V_1(N-2)/A$. Мнимая часть потенциала соответствовала поверхностному поглощению. Расчеты выполнены в рамках формализма средних сечений, развитого в [9]. В расчетах использовались разные величины

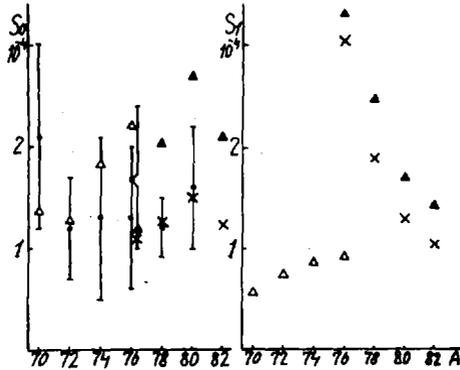


Рис.3. Силовые функции для германия и селена [127]
 Расчет: \times - с β_2 для однофононного возбуждения. Остальные обозначения как и на рис.1

параметров деформации β_2 для однофононного и двухфононных состояний, определенные по экспериментальным значениям V/E_2 для соответствующих переходов [10,11]. Подгонка к экспериментальным данным осуществлялась варьированием параметров V_0 и W . Остальные параметры имели значения: $\tau_c = 1,22$ фм, $a = 0,65$ фм, $V_1 = 22$ МэВ и $V_{s0} = 8$ МэВ. Результаты расчетов частично представлены на рис.1-3. Удовлетворительное описание совокупности экспериментальных данных получено с параметрами $V_0 = 51$ МэВ и $W = 1,5$ МэВ для германия и $V_0 = 51,5$ МэВ и $W = 2$ МэВ для селена. Полные сечения для ^{70}Ge лучше описываются с параметрами $V_0 = 50,5$ МэВ и $W = 1$ МэВ, а для ^{72}Ge - с $V_0 = 52$ МэВ и $W = 2$ МэВ. Различие расчетов с экспериментальными данными в описании полного сечения ^{70}Ge не превышает 20%. Для изотопов селена расчеты дают удовлетворительное описание экспериментальных сечений, кроме ^{82}Se , для которого вычисленные сечения несколько ниже экспериментальных данных. Несколько хуже описываются некоторые силовые функции. Однако использование в расчетах силовых функций селена па-

параметра λ_c , определенного из однофоновнного возбуждения, в качестве параметра связи для двухфононного триплета дает хорошее согласие с экспериментальными значениями. Согласно расчетам с совокупностью экспериментальных данных можно улучшить путем более тщательного подбора не только V_c и W , но и других параметров, которые в наших расчетах были фиксированы.

Результаты работы показывают, что в основном удовлетворительное описание взаимодействия нейтронов с германием и селеном дает используемая здесь модель с параметрами $V_c = 51 \pm 1$ МэВ и $W = 1,5 \pm 0,5$ МэВ. Этот результат показывает, что при взаимодействии нейтронов энергии $\lesssim 1$ МэВ с рассматриваемыми ядрами существенную роль играет коллективное возбуждение, обусловленное сильной связью каналов.

Список литературы

1. Ефросинин В.П., Мусаелян Р.М., Попов В.И. - ЯФ, 1979, т.29, с.631
2. Конобеевский Е.С. и др. - ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.2, с.300
3. Мусаелян Р.М., Скоркин В.М. - Краткие сообщения по физике ФИАН, 1982, вып.12, с.28
4. Zucker M.S. - Phys. Rev., 1956, v.104, p.1025.
5. Dister D., Smith A.B. - Phys. Rev., 1969, v.183, p.954.
6. Hugher D.J., Schwartz R. - BNL-325, 1958, 2 nd ed.
7. Pineo W.P. et al. - Ann. Phys., 1974, v.84, p.165.
8. Jonson C.H. et al. - P.ORNL-1361, 1, 5301.
9. Hofmann H.M. et al. - Ann. Phys., 1975, v.90, p.403.
10. Lecomte R. et al. - Phys. Rev.C, 1980, v.22, p.2420.
11. Barrette J. et al. - Nucl. Phys., 1974, v.A235, p.154.
12. Mughabghab S.P., Garber D.I. - BNL-325, 1973, 3 rd ed.

СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ
СЕЛЕН-76,78,80,82 ПРИ ЭНЕРГИЯХ 1,5-5,0 МэВ

И.А.Корж, В.А.Мищенко, Н.М.Правдивый

(ИЯИ АН СССР)

Дифференциальные сечения упругого рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении нижайших 4-7 уровней ядер селен-76,78,80,82 измерены при энергиях 1,5-5,0 МэВ. Экспериментальные данные проанализированы в рамках оптико-статистического подхода.

Differential cross sections of neutron elastic and inelastic (4-7 lowest levels) scattering on the nuclei selenium-76,78,80,82 are measured at the energies 1,5-5,0 MeV. The experimental data are analysed using the optical-statistical approach.

Для исследования динамики изменения сечений взаимодействия нейтронов с ядрами по мере заполнения нейтронной оболочки и приближения ее к замкнутой ($N = 50$) четные изотопы селена ($A = 76,78,80,82$) представляют существенный интерес. Однако экспериментальная информация по сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов мегаэлектронвольтовой области энергий этими изотопами очень скудна. Систематические исследования проведены только по интегральным сечениям возбуждения первых 2^+ уровней этих ядер при околороговых энергиях нейтронов [1] и по дифференциальным сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 6, 8 и 10 МэВ [2] и при энергии около 1 МэВ [3]. В работе [1] обнаружен аномальный ход функций возбуждения первых 2^+ уровней, не описываемый в рамках сферической оптической и статистической моделей и требующий дополнительных исследований.

С помощью времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов высокого разрешения на ЭГ-5 [4] в диапазоне углов $20-150^\circ$ нами были измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении нижайших 4-7 уровней (или групп уровней) изотопов селен-76,78,80,82 при энергиях налетающих нейтронов 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 и 5,0 МэВ. Результаты этих измерений приведены на рис.1-4.

В измерениях использованы цилиндрические рассеиватели диаметром

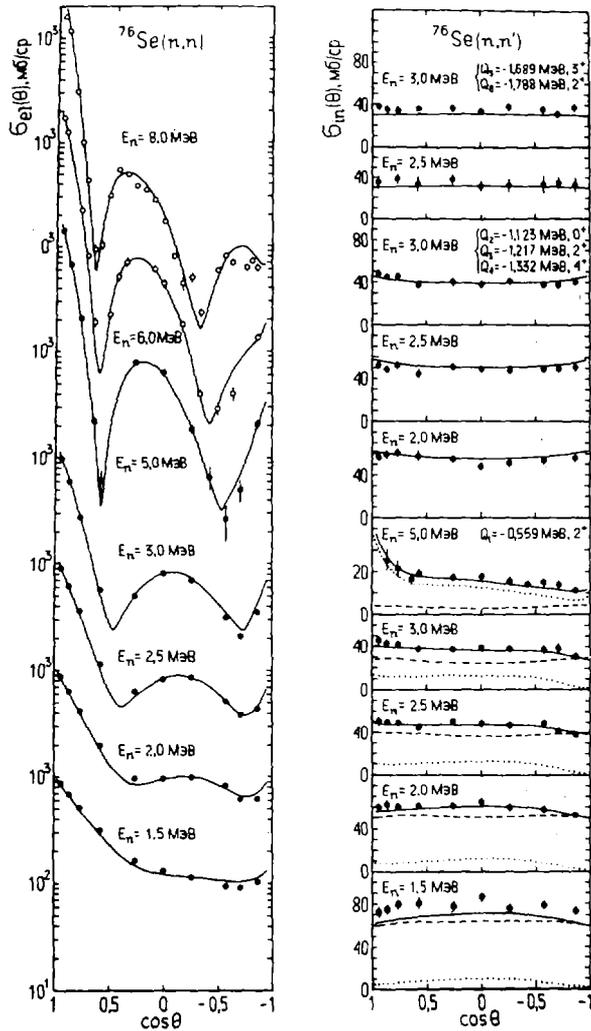


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов ядром селен-76. Экспериментальные сечения: ● - настоящая работа, ○ - [2]. Теоретические сечения: сплошные линии - суммарные сечения прямого рассеяния и рассеяния через составное ядро, штриховые линии - сечения неупругого рассеяния через составное ядро, пунктирные линии - сечения прямого неупругого рассеяния

3 см и высотами 3-4 см, расположенные на расстоянии 10 см от мишени. Обогащения по основному изотопу и массы образцов составляют соответственно для ядер селен-76,78,80,82: 98,2% и 33,18 г, 97,9% и 57,11 г, 99,2% и 64,11 г и 92,2% и 49,90 г.

В измерениях дифференциальные сечения введены необходимые по-

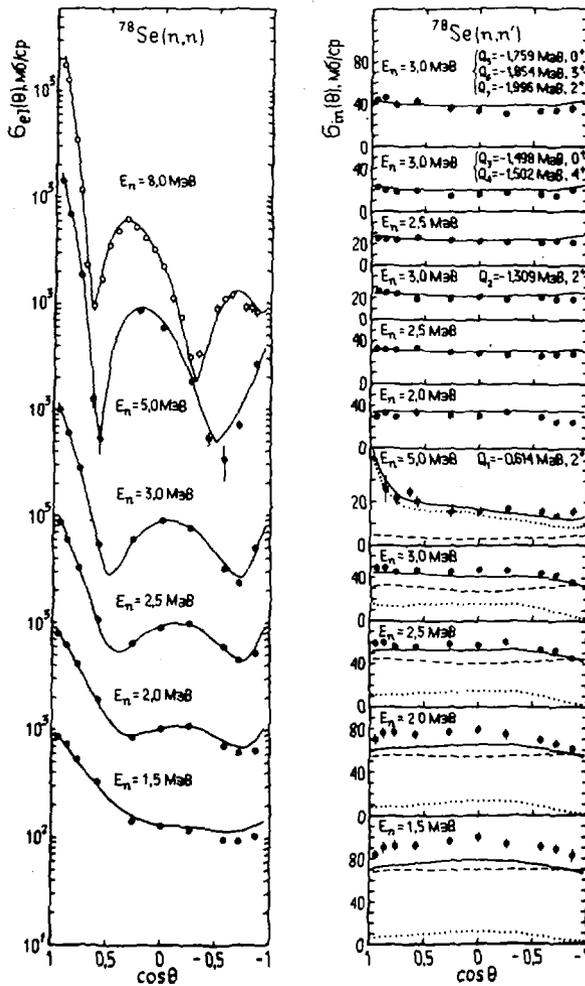


Рис.2. То же, что и на рис.1, для ядра селен-78

правки на анизотропию выхода нейтронов из мишени, на ослабление потока нейтронов в образце, на многократное рассеяние нейтронов в образце и на угловое разрешение эксперимента.

Измеренные нами дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,5–5,0 МэВ приведены на рис.1–4 с их полными погрешностями, включающими погрешности измерения, норми-

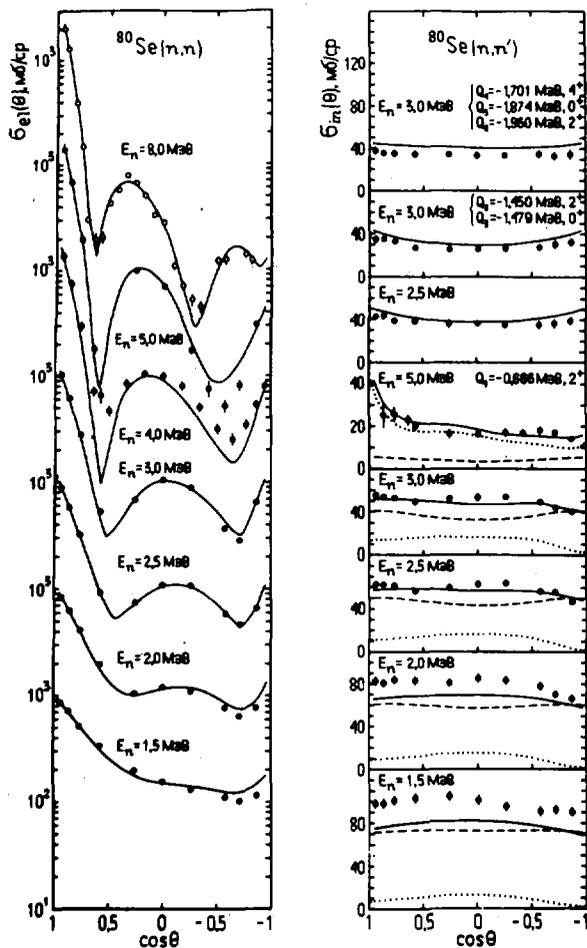


Рис.3. То же, что и на рис.1, для ядра селен-80: ● - [5]

ровок и введения поправок. Здесь же приведены и дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергиями 6,0 и 8,0 МэВ из работы [2] и с энергией 4,0 МэВ из работы [5]. На рис. 1-4 видно закономерное изменение формы дифференциальных сечений с изменением энергии налетающих нейтронов в диапазоне 1,5-5,0 МэВ и хорошее согласие

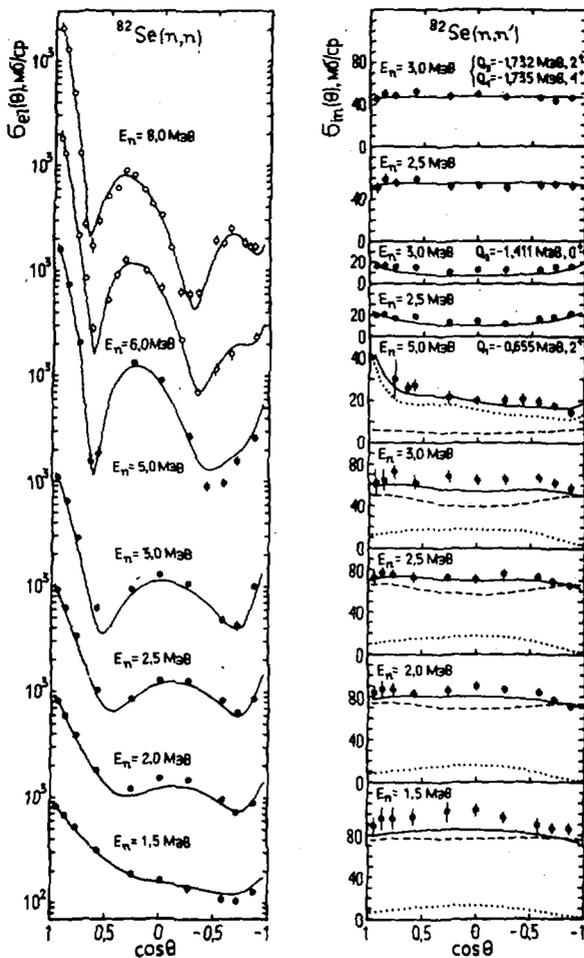


рис. 4. То же, что и на рис. 1, для ядра селен-82

этих сечений с данными работ [2,5]. Заметна также изотопическая зависимость сечений упругого рассеяния, проявляющаяся в уменьшении соотношений сечений в максимумах и минимумах при некотором общем возрастании сечений с ростом A изотопа. В сечениях возбуждения первых 2^+ уровней, вопреки обычным представлениям, уже при энергиях 1,5 и 2,0 МэВ появляется заметная асимметрия, что свидетельствует о значительном вкладе прямых процессов в сечения неупругого рассеяния. Сечения возбуждения уровней с более высокими энергиями изотропны или симметричны относительно 90° .

На рисунках приведены также результаты расчетов этих сечений по сферической оптической модели с параметрами сферического потенциала из работы [2], по методу связанных каналов [6] и по статистической модели [7]. Во всем диапазоне энергий наблюдается хорошее согласие вычисленных сечений с экспериментальными, за исключением сечений возбуждения первых 2^+ уровней при энергиях 1,5 и 2,0 МэВ, которые недостаточно хорошо описываются как по величине, так и по форме угловых распределений.

Полученные из дифференциальных сечений интегральные сечения в виде их энергетических зависимостей и более детальный теоретический анализ полученных сечений приведены в следующем докладе на конференции [8].

Список литературы

1. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, т.36, с.163; Физика элем.част. и атом. ядра, 1982, т.13, с.300.
2. Lachkar J., McEllistrem M.T., Naouat G. et al. - Phys.Rev., 1976, v.C14, p.933.
3. Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Попов В.И., Скоркин В.М. - Ядер. физика, 1983, т.37, с.1083; Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Мордовской М.В. и др. - Тезисы докл. XXIII Совещ. по ядер. спектр. и структ. ятом. ядра (Москва, 1983). - Л., 1983, с.305.
4. Лук В.В., Козарь А.А., Корж И.А. и др. - В кн.: Нейтрон. физ. Матер. 2-ой Всес. конф. (Киев, 1973), ч.4. - Обнинск, 1974, с.203; Корж И.А., Мищенко В.А., Санжур И.Е. - Укр. физ. ж., 1980, т.25, с.109.
5. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. - Ядер. физика, 1967, т.6, с.910.
6. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. - В кн.: Вопр. атом. науки и техн. Сер. Ядер. конст., вып. 13. - М., 1974, с.59.
7. Hofmann H.M., Richert J., Terel J.W., Weidenmüller H.A. - Ann. Phys. (USA), 1972, v.90, p.403.
8. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А., Правдивый Н.М. - См. наст. сб., с.173-178.

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЙ НЕЙТРОНОВ ЧЕТНЫМИ
ИЗОТОПАМИ СЕЛЕНА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,5-8,0 МэВ

И. А. Корж, В. П. Лунев, В. А. Мищенко, Н. М. Правдивый

(ИЯИ АН УССР)

Полученные авторами сечения упругого и неупругого (при возбуждении нижайших 4-7 уровней) рассеяний нейтронов с энергиями 1,1-5,0 МэВ ядрами селен-76, 78, 80, 82 совместно с данными других авторов по этим сечениям и по полным сечениям проанализированы в рамках оптико-статистического подхода.

The authors 1,1-5,0 MeV neutron elastic and inelastic (at excitation of the lowest 4-7 levels) scatterings cross sections for the nuclei selenium-76, 78, 80, 82 in conjunction with the other authors data on these and total cross sections are analysed using the optical-statistical approach.

Изотопы селена $^{76, 78, 80, 82}\text{Se}$ представляют собой интересный объект для исследования механизма взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами. Это обусловлено тем, что они приближаются к замкнутой нейтронной оболочке с $N = 50$ (которую имел бы ^{84}Se) и при этом у них заметно меняется как величина нейтронного избытка $\alpha = (N-2)/A$ (от 0,105 для ^{76}Se до 0,171 для ^{82}Se), так и параметр динамической квадрупольной деформации β_2 (по данным [1] от 0,28 для ^{76}Se до 0,175 для ^{82}Se). Поэтому анализ сечений рассеяния нейтронов изотопами селена в рамках оптико-статистического подхода может дать информацию об изоспиновой зависимости параметров оптического потенциала и относительной роли прямого и компаундного механизмов рассеяния.

Поискам нестатистических эффектов в неупругом рассеянии нейтронов посвящены работы [2, 3], авторы которых обнаружили, что полученные ими сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергиями несколько сот кэВ над порогом возбуждения первых 2^+ уровней изотопов селена не описываются в рамках сферической оптической и статистической моделей и требуют в расчетах учета связи каналов.

В работе [4] измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого (с возбуждением первых 2^+ уровней) рассеяний нейтронов изотопами селена при начальных энергиях 6, 8 и 10 МэВ. В работе ис-

следовалась изоспиновая зависимость действительной и мнимой частей оптического потенциала, представляемая в виде:

$$V = V_0 - \gamma E - \alpha V_1; \quad W = W_0 + \gamma_S E - \alpha W_1. \quad (1)$$

Было найдено, что в экспериментальных сечениях неупругого рассеяния наблюдается некоторый рост их с увеличением A вопреки ожидаемому снижению из-за уменьшения β_2 , а в упругом рассеянии наблюдается систематическое увеличение сечений с ростом A . Варьируя параметры оптического потенциала, авторы работы [4] достигли удовлетворительного описания экспериментальных сечений. Полученные при этом значения V и W обнаруживают энергетическую и изоспиновую зависимости при аномально большом W_1 (43,2 МэВ для сферического и 38,2 МэВ для несферического потенциалов). Несмотря на столь резкое уменьшение W с ростом A , для описания неупругого рассеяния нейтронов авторам пришлось увеличить β_2 по сравнению с данными [1] для $^{78,80,82}\text{Se}$. Такое же качество описания экспериментальных данных работы [4] при энергии 8 МэВ авторам работы [5] удалось получить путем учета также связи уровней двухфононного триплета ($0^+ - 2^+ - 0'^+ - 2'^+ - 4'^+$). Они получили значение W_1 , близкое к общепринятой величине (18,5 МэВ) и использовали при этом значения β_2 , близкие к данным работы [1].

Таким образом, в литературе имеются экспериментальные данные по сечениям рассеяний нейтронов изотопами селена в области энергии 1 МэВ [2, 3], при которой в неупругом рассеянии доминируют комбинированные процессы, и в области энергий 6–10 МэВ, где доминирующим является прямое рассеяние. Полностью отсутствуют данные при промежуточных энергиях нейтронов и данные о сечениях возбуждения уровней с более высокой энергией. Наличие же экспериментальных данных по сечениям рассеяний нейтронов в широкой области энергий способствовало бы проведению более обоснованного теоретического анализа.

С целью получения таких данных нами были измерены методом времени пролета дифференциальные сечения упругого и неупругого (при возбуждении нижайших 4–7 уровней) рассеяний нейтронов с энергиями 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 и 5,0 МэВ ядрами $^{76,78,80,82}\text{Se}$. Эти результаты приведены в работе [6].

В настоящей работе приведены энергетические зависимости интегральных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов указанными изотопами, полученные по дифференциальным сечениям работы [6] и по измерениям сечений неупругого рассеяния под 3–5 углами при нескольких других энергиях (рис. 1, 2). Для полноты анализа на этих же рисунках приведены также результаты других авторов по сечениям упругого рассеяния [3, 4, 7], по сечениям неупругого рассеяния [2–4] и

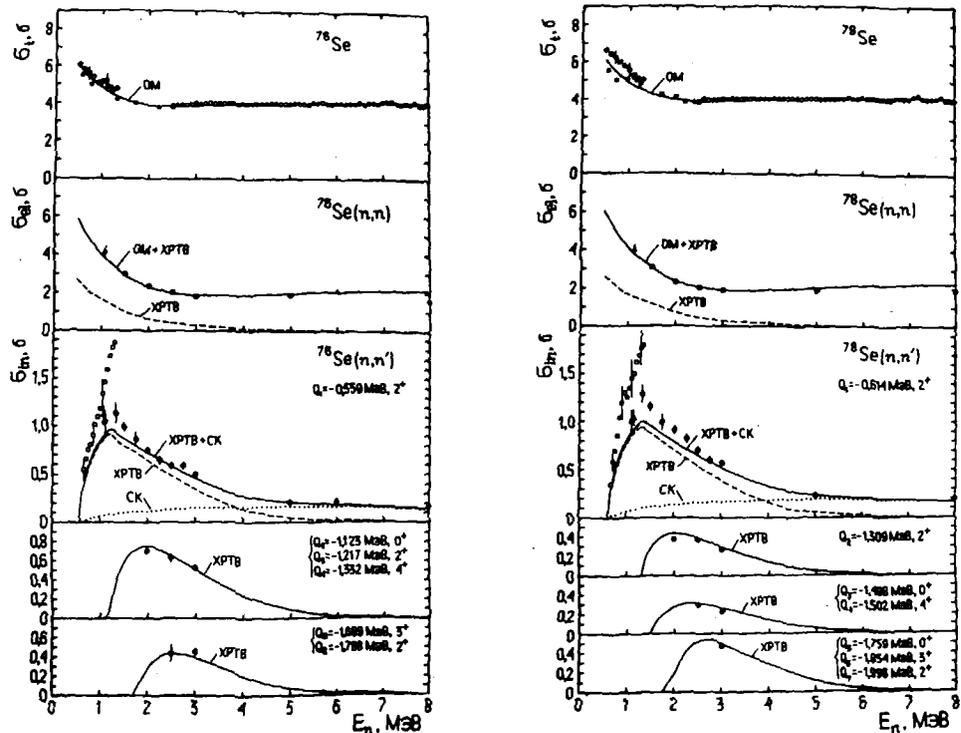


Рис.1. Энергетические зависимости полных сечений и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 0,5-8,0 МэВ ядрами селен-76, 78. Экспериментальные сечения: ● - настоящая работа, □ - [2], △ - [3], ▲ - [4], ○ - [8], ■ - [9], ● - [10]. Линии - результаты расчетов по оптической модели (ОМ), методу связанных каналов (СК) и статистической модели (ХРТВ)

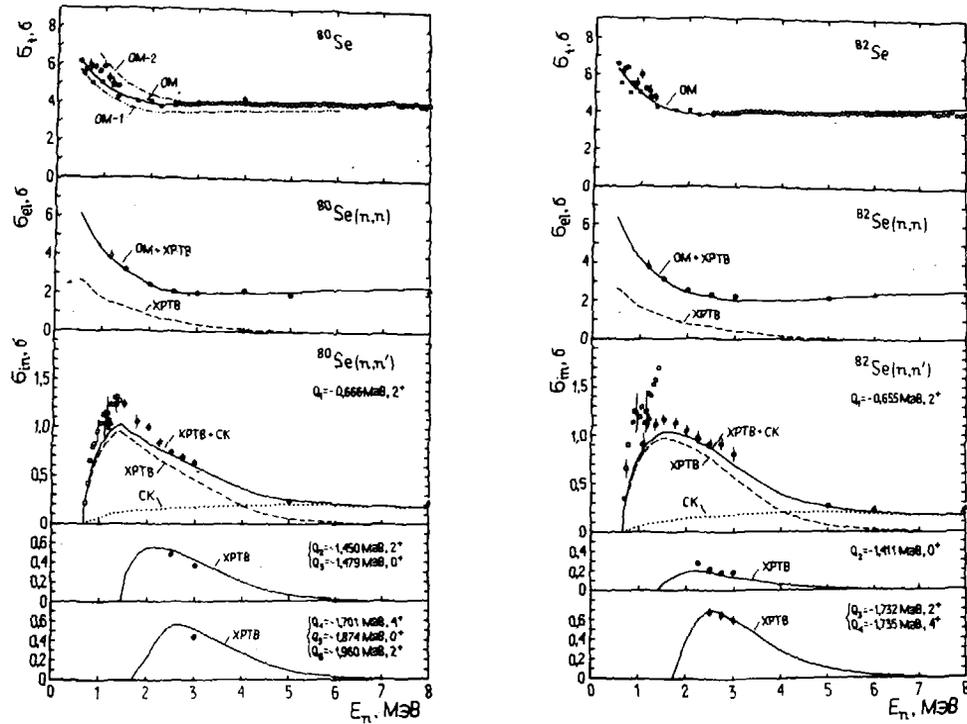


Рис.2. То же, что и на рис.1, для ядер селен-80,82: \bullet - [17], (OM-1) и (OM-2) - расчеты полных сечений с параметрами сферического потенциала из работы [10] и с параметрами несферического потенциала из работы [4], соответственно

по полным сечениям для селена естественного изотопного состава [7-9] и изотопов селена [10] в энергетическом диапазоне 0,5-8,0 МэВ. Наблюдается удовлетворительная корреляция наших результатов с данными других авторов, за исключением anomalно высоких значений сечений возбуждения первых 2^+ уровней изотопов $^{76}, ^{78}, ^{80}, ^{82}\text{Se}$ в области энергий 0,8-1,4 МэВ [2].

Полученные нами и другими авторами сечения на рис. 1, 2 сопоставлены с результатами теоретических расчетов, проведенных нами в рамках оптико-статистического подхода. Как видно из рис. 2, расчеты с полученными нами ранее и сказавшимися эффективными при описании сечений рассеяний нейтронов ядрами в области $A=48-68$ и $90-100$ усредненными параметрами оптического потенциала [11] (OM-1) не описывают полных сечений, а расчеты с параметрами несферического потенциала из работы [4] (OM-2) недостаточно хорошо описывают полные сечения в нижней части исследуемого энергетического диапазона (к тому же рассчитанные с этими параметрами сечения прямого неупругого рассеяния превышают экспериментальные сечения при энергии нейтронов 5 МэВ). Поэтому в расчетах по сферической оптической модели (OM) использованы полученные из подгонок к дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов параметры сферического оптического потенциала из работы [4]:

$$V = (49,0 - 0,32E - 9,3\alpha) \text{ МэВ}; \quad W = (13,7 + 0,02E - 43,2\alpha) \text{ МэВ}; \\ V_{90} = 6,0 \text{ МэВ}; \quad a = 0,67 \text{ фм}; \quad a_9 = 0,60 \text{ фм}; \quad r_0 = 1,25 \text{ фм}, \quad (2)$$

дающие лучшее описание как полных сечений, так и сечений упругого рассеяния во всем исследуемом энергетическом диапазоне. Эти же параметры использованы и в расчетах сечений прямого неупругого рассеяния по методу связанных каналов (СК), описанному в работе [12], при уменьшении только величины w на 20%. Поскольку в параметрах сферического потенциала сохранена сильная изоспиновая зависимость w , то в наших расчетах использованы полученные в работе [4] параметры динамической деформации β_2 . Расчеты сечений через составное ядро проведены по статистической модели Хофмана-Рихерта-Тепеля-Вайденмюллера (ХРТВ) [13]. При этом до энергии 2-2,5 МэВ учтены дискретные уровни с известными характеристиками [14], а конкуренция более высоковозбужденных уровней учтена статистически по плотности их, выражаемой по модели Ферми-газа [15] с параметрами из работы [16].

В рамках этих модельных расчетов хорошо описаны экспериментальные дифференциальные сечения работы [6]. Результаты расчетов полных сечений и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяний, при-

веденные на рис.1,2, хорошо согласуются с экспериментальными данными, за исключением сечений возбуждения первых 2^+ уровней всех изотопов, которые в области энергий 1-2 МэВ ниже экспериментальных.

Измеренные нами сечения возбуждения низаиших уровней изотопов селена хорошо описываются статистической моделью, что свидетельствует о преимущественном рассеянии через составное ядро; только для описания сечений возбуждения первых 2^+ уровней необходимо привлечение прямого неупругого рассеяния, начиная с порога возбуждения. Для улучшения согласия с экспериментом желательно было бы увеличить вклад прямого неупругого рассеяния при низких энергиях, от порога до 2,0-2,5 МэВ. Малые значения рассчитанных сечений прямого неупругого рассеяния при этих энергиях, повидимому, связаны с тем, что параметры (2) имеют большое значение ω при слабой зависимости от энергии.

Список литературы

1. Stelson P.H., Grodzins L.- Nucl.Data, 1965, v.A1, p.21.
2. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В.- Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, т.36, с.163; Физика элем.част. и атом. ядра, 1982, т.13, с.300.
3. Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Попов В.И., Скоркин В.М.- Ядер. физика, 1983, т.37, с.1083; Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Мордовской М.В. и др.- Тезисы XXXIII Совещ. по ядер.спектр. и структур. атом. ядра (Москва, 1983).- Л., 1983, с.305.
4. Lashkar J., McEllistrem M.T., Nasuat G. et al.- Phys.Rev., 1976, v.C14, p.933.
5. Brown V.R., Wong C., Grimes S.M. et al.- Phys.Rev., 1981, v.C24, p.2359.
6. Корж И.А., Мищенко В.А., Правдивый Н.М.- См. наст. сб., с.167-172.
7. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М.- Ядер. физика, 1967, т.6, с.910.
8. Foster D.G., Jr., Glasgow D.W.- Phys.Rev., 1971, v.C3, p.576.
9. Walt M., Becker R.L., Okazaki A., Fields R.E.- Phys.Rev., 1953, v.89, p.1271.
10. Мусаелян Р.М., Скоркин В.М.- Краткие сообщения по физике, 1982, № 12, с.28.
11. Пасечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е.- В кн.: Нейтрон. физ. Матер. I-й Всес. конф. (Киев, 1971), ч.1.- Киев, 1972, с.253.
12. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С.- В кн.: Вопр. атом. науки и техн. Сер. Ядер. конст., вып.13.- М., 1974, с.59.
13. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmüller H.A.- Ann. Phys.(USA), 1972, v.90, p.403.
14. Lederer C.M., Shirley V.S. (Eds.). Table of Isotopes, 7th Ed.- N.Y., John Wiley and Sons, Inc., 1978, 1600 p.
15. Gilbert A., Cameron A.G.W.- Can.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
16. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl E.- Nucl.Phys., 1973, v.A127, p.269.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ИЗОТОПАМИ СЕЛЕНА
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 0,8-2,6 МэВ

Р.М.Мусаев, В.Д.Оадиев, В.М.Скоркин,
Г.А.Сметанин, М.Б.Федоров, Т.И.Яковенко
(ИЯИ АН СССР, ИЯИ АН УССР)

Измерены полные сечения нейтронов для изотопов селена в области энергий 0,8 - 2,6 МэВ. Удовлетворительное описание экспериментальных результатов получено с использованием двух модификации обобщенной оптической модели.

Total neutron cross sections for selenium isotopes have been measured. Satisfactory description of the experimental results has been obtained with the use of two modifications of generalized optical model.

В ранее опубликованных работах выполнены измерения полных сечений для изотопов селена в области энергий 0,2 - 1,3 МэВ [1] и 0,7 - 1,3 МэВ [2]. В этих работах получено удовлетворительное описание полных сечений, сечений неупругого рассеяния и β -волновых силовых функций нейтронов с использованием единых параметров обобщенной оптической модели.

Цель настоящей работы - проверка описания полных сечений изотопов селена в расширенном диапазоне энергий налетающих нейтронов с использованием методов и параметров [1,2].

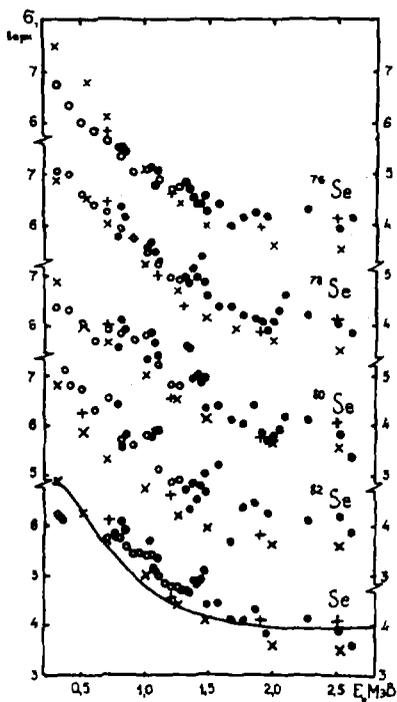
В работе выполнены измерения полных сечений для изотопов селена в энергетическом интервале 0,8 - 2,6 МэВ по методу пропускания с использованием времяпролетной методики для уменьшения влияния фона.

Исследуемые изотопы (с обогащением более 90 %) в виде "металлического" порошка помещались в тонкостенные контейнеры диаметром 30 мм. Расстояние между источником и детектором составляло 1,9 м. Нейтроны регистрировались пластическим сцинтиллятором диаметром 30 мм, соединенным с ФУ-30.

В качестве источника нейтронов в интервале энергий 0,78 - 1,46 МэВ использовалась литиевая мишень толщиной ~ 30 кэВ при энергии вблизи порога, а в интервале 1,48 - 2,62 МэВ - тритиевая толщи-

ной ~ 100 кэВ. Протоны ускорялись ЭГ-5 ИЯИ АН УССР с источником, работающим в импульсном режиме. Частота следования импульсов 4 МГц, длительность ~ 2 нс. Нейтронный поток мониторировался "длинным" счётчиком [3]. Средняя ошибка экспериментальных результатов составляет 5%.

На рисунке представлены результаты измерений полных сечений рассеяния нейтронов для изотопов и естественной смеси селена. Сечения в интервале 0,3 - 1,3 МэВ (светлые точки) получены в работах [1,2] и усреднены по интервалу ~ 100 кэВ. Чёрными точками



представлены экспериментальные результаты настоящей работы. Сечения для изотопов селена получены впервые. Полные сечения для естественного селена в области 0,8 - 2,6 МэВ восстановлены из измеренных сечений для изотопов с учётом их распространённости. Сплошная линия на графике сечений для селена взята из работы [4], в которой она представляет среднее значение экспериментальных результатов для естественного селена. Наши результаты находятся в пределах разброса экспериментальных данных других авторов.

Расчёт полных сечений для изотопов селена выполнен в рамках обобщённой оптической модели с применением вибрационной схемы связи. Действительная часть потенциала, использовавшегося в расчётах, имела форму Вудса-

Саксона с учётом спин-орбитального взаимодействия в форме Томаса, а мнимая часть представлялась производной от фактора Вудса-Саксона.

В расчётах использовались две модификации обобщённой оптической модели [5,6].

В подходе [5] используется двухфононный вариант обобщённой оптической модели с выбором одинакового потенциала для всех каналов. В параметр действительной части потенциала введён член, зависящий от изоспина, в виде $V = V_0 - V_1(N-2)/A$. Параметры диффузности действительной a и мнимой a_w частей потенциала приняты одинаковыми. Подгонка к экспериментальным данным осуществляется варьированием только V_0 и W . Остальные параметры фиксированы: $\tau_0 = 1,22$ фм, $a = 0,65$ фм, $V_1 = 22$ МэВ и $V_{SO} = 8$ МэВ. В настоящих расчётах, в отличие от [5], использованы разные значения параметров квадрупольной деформации β_2 для однофононного и двухфононных состояний, величины которых были определены в [7]. В расчётах использовались параметры $V_0 = 51,5$ МэВ и $W = 2$ МэВ, полученные в [1]. Расчёты в рамках такого подхода представлены на рисунке косыми крестиками. Для естественного селена расчётные значения восстановлены по данным для изотопов.

В подходе [6] используется однофононный вариант модели, в котором усреднённый эффект состояния с числом фононов два и более учитывается повышенным значением параметра $W^{(1)}$ глубины поверхностного потенциала поглощения для однофононных каналов по сравнению с соответствующим значением $W^{(0)}$ для каналов упругого рассеяния. Расчёты полного сечения проведены для значений параметров $V_0 = 47,8$ МэВ, $V_1 = 0$, $V_{SO} = 5,5$ МэВ, $W^{(0)} = 1$ МэВ, $W^{(1)} = 13$ МэВ, $\tau_0 = 1,22$ фм, $a = 0,78$ фм, $a_w = 0,47$ фм, которые приводят к удовлетворительному согласию теоретических и экспериментальных функций возбуждения $2\frac{1}{2}$ уровней изотопа ^{78}Se в области энергий от порога до 1,3 МэВ. Параметры квадрупольной деформации брались из [8]. Дополнительной коррекции параметров для других изотопов не проводилось. Процедура подгонки описана в [2].

Улучшить согласие расчётов с совокупностью экспериментальных данных можно более тщательным подбором варьируемых параметров и некоторым изменением фиксированных.

Из приведенных данных видно, что оба подхода удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Существенно, что для описания сечений в относительно широком энергетическом интервале не пришлось вводить зависимость параметров потенциала от энергии. Этот резуль-

тат показывает, что, по-видимому, введение связи коллективных каналов приводит к автоматическому учёту энергетической зависимости параметров модели, обусловленной нелокальными свойствами оптического потенциала.

В заключение необходимо отметить, что в подходе [5] принципиально правильно отражены основные особенности процесса взаимодействия нейтронов с ядрами из области $A \sim 70 - 80$. Однако, для практических целей более предпочтителен подход [6], который без детального рассмотрения свойств двухфонных каналов требует меньшего числа экспериментальных параметров и расхода машинного времени.

Список литературы

1. Мусаелян Р.М., Скоркин В.М., - Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1982, № 12, с.28
2. Фёдоров М.Б. и др. - УФЖ, 1983, т.27, № 12.
3. Фёдоров М.Б. и др. - в кн. "Нейтронная физика" (Материалы 5^й Всесоюзной конф. по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИ-атоминформ, 1980, ч.1, с.309
4. Garber D.I., Kinsey R.R. Neutron cross sections, v.II, BN1325, New York, 1976.
5. Ефросинин В.П. и др. - ЯФ, 1979, т.29, с.631.
6. Фёдоров М.Б. - Яд. физика, 1980, т.32, вып.2(8), с.392.
7. Barrette I. et al. - Nucl. Phys., 1974, v.A235, p.154.
8. Stelson P., Grodzins L. - Nucl. Data, 1965, v.1, N1, p.21.

$^{92}\text{Zr}(n,n'\gamma)$ -РЕАКЦИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1,91 + 2,72 МэВ
И ВЫХОД γ -КВАНТОВ

Д.А.Базавов, А.А.Голубова, И.Е.Кануба, В.П.Приходько, С.В.Столяров

(ИФИ АН УССР)

Выполнены экспериментальные измерения сечений выхода γ -квантов, сопровождающих неупругое рассеяние нейтронов с энергией 1,91+2,72 МэВ на ядре ^{92}Zr . Результаты измерений интегральных и угловых распределений продуктов реакции $(n, n'\gamma)$ анализируются в рамках оптико-статистической модели.

The experimental measurements of gamma-ray production cross sections accompanying inelastic neutron scattering at energies 1,91-2,72 MeV on the nucleus ^{92}Zr were made. The results of measurements of the integral and differential distribution of $(n, n'\gamma)$ -reaction products are analysed within framework of the optical-statistical model.

Интерес к изучению взаимодействия нейтронов с ядрами одного из основных изотопов циркония обусловлен тем, что цирконий широко используется в конструктивных элементах атомных реакторов и, кроме того, ^{92}Zr , являясь околomagическим по нейтронам ядром, служит удобным объектом для проверки модельных представлений о нуклон-ядерном взаимодействии.

Для изучения $(n, n'\gamma)$ -реакции нами использовался γ -спектрометр на основе $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора с подавлением фоновых γ -квантов по методу времени пролёта. Источником нейтронов служила третиевая мишень, бомбардируемая протонами, ускоренными электростатическим генератором ЭГ-5, который работал в импульсном режиме с частотой тока протонов 4 МГц и номинальной временной длительностью 4 нс. γ -Кванты регистрировались в диапазоне углов $30 \pm 150^\circ$. Рабочий объём детектора 35 см^3 , а его разрешение 5 кэВ на линии 1,33 МэВ радионуклеида ^{60}Co .

Для описания реакции $(n, n'\gamma)$ использовалась оптико-статистическая модель в формализме Сачлера [1] с использованием поправки на флуктуацию нейтронных ширин уровней составного ядра, согласно которой угловое распределение γ -квантов, сопровождающее неупругое рассеяние нейтронов ядрами, может быть представлено как разложение в ряд по полиномам Лежандра чётного порядка

$$\frac{d\sigma_{\gamma}^{q,m}(\theta)}{d\Omega} = (-1)^{I_q + I_0} \frac{1}{2\pi^2(2I_0+1)} \sum_n B_n^{q,m}(E) P_n(\cos\theta), \quad (1)$$

где I_0 и I_q — спины основного и возбуждённого состояний ядра мишени соответственно; m — номер каскада разрядки; k_0 — волновое число налетающего нейтрона.

Коэффициенты $B_n^{q,m}(E)$ разложения (1) удобно представить в виде произведения трёх функций:

$$B_n^{q,m}(E) = (-1)^{I_1 - I_2} \sqrt{2I_2+1} \cdot B_n(q, E) M_n(L'_2 L_2; \delta_2; I_2 I_1) N_n(q, E). \quad (2)$$

Функция $B_n(q, E)$ учитывает факт образования и распада составного ядра в нейтронных каналах и равна

$$B_n(q, E) = \frac{1}{4} \sum [2l+1](2j+1) (e l 0 0 | n 0) W(e l j j; n \frac{1}{2}) (2J+1)^2 \times \\ \times (-1)^{\frac{1}{2} - j'} W(j j J J; n I_0) W(J J I_2 I_2; n j) T e_j^J(E) T e_{j'}^J(E'_j) \times \\ \times \left[\sum_{x, e'' j''} T e_{e'' j''}^J(E'_x) \right]^{-1} R_{e_j; e'_{j'}}^{J \Pi; D}(E, E'_j), \quad (3)$$

где $T_i^J(E_i)$ — соответственно коэффициенты проницаемости для входного ($i = e_j$), выходного ($i = e'_{j'}$, $E_i = E - E_q$) и возможных ($i = e''_{j''}$, $E_i = E - E_x$) каналов рассеяния с полным моментом J . Множитель $R_{e_j; e'_{j'}}$ учитывает флуктуацию нейтронных ширин, распределённых по закону χ^2 с числом степеней свободы D , которое предполагается зависящим от энергии возбуждения ядра мишени [2].

Функция ненаблюдаемого γ -перехода мультипольности L_2 и (или) L'_2 между состояниями со спинами I_2 и I_1 определяется выражением

$$M_n(L'_2 L_2; \delta_2; I_2 I_1) = \kappa_2 (1 + \delta_2^2)^{-1} \sqrt{2I_2+1} \left\{ (2L_2+1) \times \right. \\ \times (L_2 L_2 1 - 1 | n 0) W(L_2 L_2 I_2 I_2; n I_1) + 2 \delta_2 \sqrt{(2L_2+1)(2L'_2+1)} \times \\ \times (L_2 L'_2 1 - 1 | n 0) W(L_2 L'_2 I_2 I_2; n I_1) + \delta_2^2 (2L'_2+1) \times \\ \left. \times (L'_2 L'_2 1 - 1 | n 0) W(L'_2 L'_2 I_2 I_2; n I_1) \right\}. \quad (4)$$

Вклад от ненаблюдаемых γ -переходов в каскаде в сечение (1) определяется функцией

$$N_n(q, E) = \prod_{i=3}^q K_i (-1)^{I_i - I_{i-1}} (1 + \delta_i^2)^{-1} \sqrt{(2I_i+1)(2I_{i-1})} \times \\ \times [(-1)^{L_i} W(I_i I_i I_{i-1} I_{i-1}; n L_i) + \delta_i^2 (-1)^{L'_i} W(I_i I_i I_{i-1} I_{i-1}; n L'_i)]. \quad (5)$$

Экспериментальные и теоретические сечения выхода γ -квантов
с энергией $E_\gamma = 0,934$ МэВ реакции $^{92}\text{Zr}(n, n'\gamma)$

θ , град	E = 1,91 МэВ		E = 2,11 МэВ		E = 2,32 МэВ		E = 2,52 МэВ		E = 2,72 МэВ	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
10		106,4		110,7		114,8		120,1		124,2
20		105,9		109,9		113,6		118,9		123,0
30	131 (6)	104,3	129 (7)	107,9	138(6)	111,6	143(9)	116,7	148 (7)	120,5
40	133 (6)	101,0	122 (6)	104,5	136(7)	108,3	136(7)	113,2	151 (8)	116,8
50	119 (5)	96,0	119 (6)	99,6	127(6)	103,7	129(6)	108,4	144 (7)	111,8
55	112 (5)	93,09	112 (7)	96,77	128(6)	101,12	129(6)	105,73	139 (7)	108,999
60	105 (5)	89,9	110 (5)	93,7	125(6)	98,4	124(6)	102,5	140 (6)	106,2
70	94,4(3,9)	83,8	93,4(4,1)	88,1	124(6)	93,4	122(7)	97,8	136 (7)	100,9
80	88,1(3,4)	79,3	90,7(4,0)	84,1	121(5)	89,8	119(5)	94,2	133 (7)	97,2
90	85,5(3,3)	77,8	84,4(3,6)	82,6	120(5)	88,5	117(5)	92,8	131 (6)	95,0
100	90,7(3,7)	79,3	86,7(3,7)	84,1	123(5)	89,8	117(5)	94,2	128 (6)	97,2
110	95,0(4,2)	83,8	95,1(3,6)	88,1	123(5)	93,4	120(6)	97,8	133 (7)	100,9
125	120 (5)	93,1	103 (4)	96,77	127(5)	101,1	126(5)	105,7	142 (7)	109,0
140	140 (6)	101,0	119 (5)	104,5	134(6)	108,3	129(6)	113,2	146 (7)	116,8
150	125 (6)	104,3	120 (5)	107,9	142(6)	111,6	138(6)	116,7	158 (9)	120,5
	1371	1142	1318	1194	1618	1254	1591	1311,1	1763	1363,1

Здесь δ_i определяет отношение матричных элементов операторов L'_i и L_i на волновых функциях состояний $\langle i |$ и $\langle i-1 |$, между которыми происходит γ -переход; K_i - коэффициенты ветвления при разрядке состояния $\langle i |$ по каскаду m .

Полный выход γ -квантов перехода $\langle 21 \rangle \rightarrow \langle 1 |$ при неупругом рассеянии нейтронов с начальной энергией E определяется суммированием выражения (I) по q, m .

Описанной в пункте I методикой нами были измерены угловые распределения γ -квантов, сопровождающих неупругое рассеяние нейтронов с возбуждением нижайших состояний ^{92}Zr . Измерения выполнены для энергий нейтронов 1,91, 2,11, 2,32, 2,52, 2,72 МэВ.

Теоретические расчёты сечений выхода γ -квантов ($n, n' \gamma$) - реакции были выполнены с использованием оптического потенциала с поверхностным поглощением [1] и $U = 1,5$ В качестве примера в таблице приведено сравнение измеренных сечений $d\sigma_\gamma/d\Omega$ с вычисленными для энергий γ -квантов $E_\gamma = 0,934$ МэВ, соответствующей переходу $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$.

Список литературы

- I. G.R.Satchler. Phys. Rev., 1956, v.104, N 4, p.1198.
 2. А.А.Голубова, И.Е.Кашуба. УФН, 1976, т. 21, №3, с.414.

ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ УРАНА-235

Е.И.Григорьева, Г.Б.Тарновский, В.П.Ярына

(ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений)

Представлены результаты определения средних сечений 12 наиболее употребительных в нейтронных измерениях пороговых реакций активации и деления для нейтронов деления урана-235

^{235}U fission spectrum averaged cross sections are presented, defined for the 12 mostly used in neutron measurements reactions of activation and fission.

Общепризнана роль интегральных экспериментов как инструмента для экспертизы и корректировки дифференциальных ядерных данных. К числу таких экспериментов относятся измерения средних сечений ядерных реакций в нейтронных полях с достоверно известным спектром. В качестве стандартных полей в настоящее время используют прежде всего нейтронные поля со спектрами деления урана-235 и калифорния-252.

Исторически наибольшее количество экспериментальных данных о средних сечениях реакций активации и деления относится к нейтронам деления урана-235. Однако большинство из них получено в условиях более или менее хорошего приближения к истинному спектру деления и включают в себя связанные с этим обстоятельством неопределенности.

В настоящей работе определены средние сечения 12 широко используемых в нейтронных измерениях пороговых реакций активации и деления для нейтронов деления урана-235 с известным описанием спектра. Эти данные получены по результатам измерений в реакторных нейтронных полях с достоверно определенными спектрами с последующим пересчетом их к спектру деления. Перечень реакций дан в таблице.

Исходными величинами являлись измеренные скорости реакций $R_{ij} = \int_{E_i}^{\infty} \sigma_i(E) \varphi_j(E) dE$ и соответствующие условиям измерений R_{ij} энергетические зависимости интегральной плотности потока нейтронов $\varphi_j(E) = \int_E^{\infty} \varphi_j(E) dE$, полученные по известным дифференциальным спектрам $\varphi_j(E)$. Здесь E - энергия нейтронов, i - индекс для обозна-

чения реакции, а j — индекс для обозначения нейтронного поля.

Значения R_j для каждой реакции в каждом из нейтронных полей были получены оценкой результатов многократных измерений, выполненных в фиксированной области нейтронного поля ядерно-физической установки на протяжении ряда лет. Нормировку отдельных измерений осуществляли на показания (скорость реакции) стандартного детектора-монитора по реакции $^{32}\text{S}(n, p)$, облучавшегося совместно с исследуемыми нейтронно-активационными детекторами. Используемые характеристики распада продуктов реакций активации соответствуют [1]. Измерения активности нуклида ^{103m}Rh опирались на значения сечения $\sigma = 279$ мбарн реакции $^{103}\text{Rh}(n, n')$ при энергии нейтронов $E = 14,5$ МэВ. Для измерений скоростей реакций деления применяли трековые регистраторы осколков деления из слюды. Для исключения подпорогового деления для реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ и снижения влияния реакции $^{198}\text{Hg}(n, \gamma)^{199m}\text{Hg}$ при измерениях соответствующих R_j использовали борные экраны с толщиной стенок $0,4$ г/см² по нуклиду бор-10. Границы погрешностей измерений R_j для разных реакций и нейтронных полей оценены от 3 до 6%.

Эксперименты выполняли в нейтронных полях 14 исследовательских реакторов, включая поля водо-водяных реакторов, реакторов с открытой металлической активной зоной, а также поля, формируемые графитом и металлическими конструкциями. Спектральный коэффициент g_{e_1} , определяемый как отношение интегральной плотности потока Φ_{e_1} нейтронов с энергией больше $0,1$ МэВ к плотности потока Φ_3 , для совокупности использованных в экспериментах нейтронных полей изменялся от 5,2 до 20,5. Важнейшим критерием выбора местоположений областей нейтронного поля установок для данных исследований было требование неизменности спектра нейтронов на протяжении всего эксперимента.

Для определения спектра нейтронов в разных случаях использовали результаты измерений, полученные с помощью спектрометров с пропорциональными счетчиками и сцинтилляционных спектрометров, нейтронно-активационным методом, а также результаты расчетов. Окончательное восстановление спектра нейтронов проводили по программе "ПРОСПЕКТ-1" [2] с использованием оцененных значений R_j .

Для определения средних сечений в настоящей работе использовали концепцию эффективного порогового сечения. Значения $E_{\text{эфф}}$, эффективных порогов реакций выбраны таким образом [3], что для широкого класса реакторных нейтронных полей достигается минимальный разброс значений эффективных сечений $\sigma_{\text{эфф}}$. Основываясь на данной концепции, эффективное пороговое сечение σ_i — реакции для нейтронов

деления урана-235 определяли по соотношению:

$$\bar{\sigma}_{\text{эфф.}}^{\nu} = (R_{ij}/\varphi_{ij}) \cdot C_{ij},$$

где φ_{ij} - интегральная плотность потока нейтронов с энергией больше $E_{\text{эфф.}}$ для j -спектра, в котором выполнялись измерения; $C_{ij} = \bar{\sigma}_{\text{эфф.}}^{\nu} / \bar{\sigma}_{\text{эфф.}}^j$ - поправка к эффективному сечению при переходе от j -спектра к спектру деления.

Поправки C_{ij} определяли расчетом по известным спектрам в местах проведения измерений и спектру деления с использованием библиотеки сечений БЭС-I [4]. Во всех случаях значения поправок отличались от единицы менее чем на 4%. Было показано, что использование для расчетов других известных отечественных и зарубежных библиотек сечений изменяет значения C_{ij} не более, чем на 0,2%.

Средние сечения для спектра деления определяли по соотношению:

$$\bar{\sigma}_i^{\nu} = \bar{\sigma}_{\text{эфф.}}^{\nu} \cdot \zeta_i,$$

где $\zeta_i = \int_{E_{\text{эфф.}}}^{\infty} \varphi_{\nu}(E) dE / \int_{E_{\text{эфф.}}}^{\infty} \varphi_{\nu}^{\text{дел.}}(E) dE$ - доля интегральной плотности потока нейтронов с энергией больше $E_{\text{эфф.}}$ от полной плотности потока нейтронов для спектра деления $\varphi_{\nu}^{\text{дел.}}(E)$.

В настоящей работе значения ζ_i были получены как усредненные по описанию $\varphi_{\nu}(E)$ из [5], основанному на дифференциальных измерениях спектра деления урана, и описанию [6], полученному с привлечением результатов интегральных экспериментов. Эти значения вместе с соответствующими значениями эффективных порогов указаны в таблице. Границы неопределенности значения ζ_i оценены в 1-2% для реакций с эффективными порогоми в диапазоне энергии от 0,5 до 7 МэВ и около 8% - для реакции $^{19}\text{F}(n, 2n)$.

Приведенные в таблице средние сечения пороговых реакций активации и деления для нейтронов деления урана-235 определены как средние арифметические значения рядов результатов, полученных для различных нейтронных полей. Для каждой реакции в таблице указано количество n реакторов, в полях которых выполнены измерения, и средние квадратические отклонения (СКО) S_0 отдельных результатов от среднего арифметического.

Погрешности определения средних сечений оценены как средние квадратические по формуле:

$$S = \sqrt{S_0^2 + \frac{1}{3}(\theta_R^2 + \theta_{\zeta}^2 + \theta_{\nu}^2)},$$

где $S_0 = S_0/\sqrt{n}$ - СКО для среднего арифметического значения; θ_R и θ_{ζ} - границы погрешности определения R_{ij} и ζ_i , а

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ
 ДЛЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ УРАНА-235

РЕАКЦИЯ	ЭФФ. ПОРОГ Е, МЭВ	ДОЛЯ ФЭЕ В СПЕКТРЕ ДЕЛЕНИЯ	ЭКСП. ДАННЫЕ		СРЕДНЕЕ СЕЧЕНИЕ, МБАРН	СУММАРН. ПОГР.ШН. СКО, %
			КОЛИЧ.	СКО, %		
237NP (N, F)	0.58	0.830	14	2.2	1330	2.6
183RN (N, N')	0.7	0.783	13	2.5	702	4
1151N (N, N')	1.2	0.613	13	2.2	188	3.3
199NG (N, N')	1.3	0.579	6	7	220	4.3
238U (N, F)	1.5	0.517	3	1.2	307	3.4
58NI (N, P)	2.3	0.324	13	2.9	101	2.3
325 (N, P)	3.0	0.207	14	1.5	62.2	2.7
54FE (N, P)	3.0	0.207	8	0.8	78.5	2.4
56FE (N, P)	6.4	0.0191	10	1.6	1.06	2.8
24MG (N, P)	7.0	0.0123	7	0.5	1.47	3.5
27AL (N, A)	7.2	0.0105	10	1.6	0.69	3.2
19F (N, 2N)	12.8	0.00015	3	4	0.0088	7.2

σ_{ϕ} - некоррелирующая часть погрешности определения σ_{ij} , учитывающая погрешность определения σ_{ij} по совокупности результатов для всех используемых реакций и дополнительную погрешность восстановления спектра $\mathcal{Y}_i(E)$.

Список литературы

1. Васильев Р.Д. и др. Характеристики схем ядерного распада. - В сб. Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. Т. I, М., ЦНИАтоминформ, 1976, с. 221.
2. Григорьев Е.И. и др. - Техника, технология, экономика. Межотраслевой реферативный сборник. Сер. Т, 1980, № 49, РД-16/ИО.
3. Крамер-Агеев Е.А. и др. - В сб. Ядерные константы, вып. 7, М., Атомиздат, 1971, с. 464.
4. Борисов Г.А. и др. Библиотека групповых сечений пороговых реакций БТС-1. - В сб. Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. Т. I, М., ЦНИАтоминформ, 1976, с. 194.
5. Grundl J., Eisenhauer C. In: Proc. IASTM-EURATOM Symp. on Reactor Dosimetry Development and Standardization. Petten, 22-26 Sept. 1975.
6. Григорьев Е.И. и др. - Атомная энергия, т. 45, вып. 3, 1978, с. 225.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$,
 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ И $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$
ПРИ ЭНЕРГИЯХ НЕЙТРОНОВ 8,92; 9,39 И 9,90 МэВ

Ш.Дароци, П.Райч, Э.Папш, И.Футо, Й.Чикаш,
Н.В.Корнилов, О.А.Сальников

(ИЭФ Университета им. Л.Кошута, Дебрецен, ВНР;
ФЭИ)

В статье даны результаты измерений сечений реакций $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ и $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ при энергиях нейтронов 8,92, 9,39 и 9,90 МэВ. Измерения проводились активационным методом с помощью Ge(Li)-детектора. Для определения потока нейтронов использовались реакции $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$, $^{238}\text{U}(n,2n)$ и $^{238}\text{U}(n,f)$.

Cross sections of $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ and $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ reactions are presented, measured at 8,92, 9,39 and 9,90 MeV neutron energies. The measurements were performed by activation method using Ge(Li) gamma-spectrometer. The $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$, $^{238}\text{U}(n,2n)$ and $^{238}\text{U}(n,f)$ reactions were used for the measurement of neutron flux density.

Поведение функций возбуждения реакции $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{58}\text{Co}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ и $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ в области энергии нейтронов 9-10 МэВ изучено недостаточно. Например, для реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)$ в диапазоне энергии 8-10 МэВ известны три работы, результаты которых различаются на 10-15%, что создает трудности в оценке рекомендованных сечений [1,2].

Нейтроны с энергией 8,9 - 9,9 МэВ получали на тандем-генераторе ЭП - 10 М ФЭИ в реакции $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ с использованием газовой дейтериевой мишени. Длина мишени 50 мм. Мишень наполнялась дейтерием до давления 116 кПа. Входное окно изготовлено из молибденовой фольги толщиной $(7,9 \pm 0,1)$ мг/см², дно - из платины толщиной 0,3 мм.

Образцы Ni, Nb, Au, Al и U диаметром 10 мм и толщиной 0,10, 0,14, 0,05, 0,23 и 0,36 мм соответственно были изготовлены из металлических фольг высокой химической чистоты и естественного изотопа-

ческого состава (урановые образцы имели двукратное обеднение по изотопу ^{235}U).

Сборка из двух алюминиевых и по одному из всех перечисленных выше образцов укреплялась на камере деления, расположенной на расстоянии ~ 10 мм от торца мишени под углом 0° к пучку дейтронов. Камера содержала слой ^{238}U (200 - кратное обеднение по ^{235}U) диаметром ~ 10 мм и толщиной $0,40$ мг/см 2 ; количество урана в слое определено с точностью 2% . Время облучения при среднем токе 2 мкА составило 12-14 часов.

Наведенная активность образцов измерялась Ge (Li) детектором с чувствительным объемом 12 см 3 . Эффективность детектора была измерена относительно стандартных источников с точностью 2-3 % в области энергии гамма-квантов 200-1500 кэВ. Активность алюминиевых фольг измерялась также детектором β - γ -совпадений. Гамма спектры обрабатывались с помощью программы GAMANAL на ЭВМ Университета им. Л. Кошута.

Более подробно техника эксперимента описана в работе [3] .

При определении потока нейтронов с помощью камеры учитывали поправки на потери импульсов осколков за счет дискриминации, на самопоглощение и изменение углового распределения осколков при переходе в лабораторную систему координат. Фон нейтронов из (d, n) реакции на конструкционных материалах мишени измерялся в экспериментах с откаченной мишенью. Фон нейтронов из реакции $D(d, n)$ рассчитывался на основе данных работы [4] . Полный вклад фоновых нейтронов в счета камеры составлял 7,6%, 13,5% и 22,4% при энергиях нейтронов 8,92, 9,39 и 9,90 ИэВ. Точность учета вклада фоновых нейтронов по нашим оценкам не хуже 3% . Сечение реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ было взято из работы [5] .

Активность ^{237}U ($T_{1/2} = 6,75$ сут [6]), образовавшегося в реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$ измерялась по выходу γ -квантов с энергией 208,00 кэВ ($I_\gamma = 21,80$ % [7]). Вклад фоновых γ -квантов ^{235}U с энергией 205,33 кэВ определялся экспериментально. Вклад γ -квантов с энергией 209,73 кэВ ^{239}Np , связанных с реакцией $^{238}\text{U}(n, \gamma)$, был пренебрежимо мал ($< 0,5$ %). Коэффициент самопоглощения γ -квантов в урановых образцах был определен экспериментально с точностью $\sim 1,5$ % . Статистическая точность определения начальной активности ^{237}U составила ≤ 1 % . Сечение реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$ было взято из работы [8] . Полная погрешность определения потока нейтронов без учета погрешности опорного сечения составляет ≤ 3 % .

Активность ^{24}Na ($T_{1/2} = 15,02$ ч [6], $E_\gamma = 1368,53$ кэВ, $I_\gamma = 100$ % [7]) определялась как с помощью Ge (Li) - детектора, так и с помощью детектора β - γ -совпадений. Результаты измерений совпадают в пределах 2,5 %. Эта величина может быть принята за точность измерения активности ^{24}Na и потока нейтронов. Сечение реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ было взято из работы [9].

Вклад фоновых (d, n) - нейтронов в активности Al и U образцов был ≤ 1 %.

Для корректного учета зависимости потока нейтронов от расстояния до мишени, экспериментально измеренные величины потока были отнесены к результатам расчета с учетом конкретной геометрии эксперимента. Усредненный коэффициент нормировки и рассчитанные значения потока нейтронов использовались для определения потока в месте расположения исследуемых образцов. Среднеквадратичный разброс нормировочных коэффициентов может служить мерой точности определения потока нейтронов с учетом всех факторов. Для всех трех энергий эта величина не превосходила 1,7 %.

Активность ^{58}Co с периодом полураспада 70,8 сут [6] определяли по выходу γ -квантов 810,79 кэВ, который составляет 99,5% [7]. Спектры измеряли в диапазоне времени 51-720 часов, что позволило определить полное сечение реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58\text{m}}\text{Co}$. Вклад в активность ^{58}Co фоновых нейтронов из реакции $D(n, p)$, рассчитанный по данным работы [4], составил 0, 0,8 и 2,8 % при энергиях нейтронов 8,92, 9,39 и 9,90 МэВ. Фон (d, n) -нейтронов, оцененный из фоновых измерений, при соответствующих энергиях дейтронов составил 2,0, 2,7 и 3,8 %. Точность учета вклада фоновых нейтронов по нашим оценкам не хуже 1%. Статистическая точность определения начальной активности ^{58}Co составила 2-4,5 %, и эта величина в основном определила погрешность измерения сечения реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$.

Активность $^{92\text{m}}\text{Nb}$ с периодом полураспада 10,15 сут [6] определяли по выходу γ -квантов с энергией 934,46 кэВ, который составляет 99,16 % [7]. Соответствующие данные для ^{196}Au : 6,18 сут [6] - 355,72 кэВ - 88,0 % [7]. Спектры ниобия измеряли в диапазоне времени 107-577 часов, а спектры золота 1-392 часов. В случае золота: а) учитывали вклад фоновой γ -линии 351,92 кэВ; б) в пределах точности измерений не был обнаружен вклад в активность ^{196}Au от изомерного состояния с периодом полураспада 9,7 часов [6]; в) активность золотых образцов по выходу γ -квантов с энергией 333,00 кэВ ($I_\gamma = 23,8$ % [7]) была на 5 ± 2 % ниже, и не использовалась

для определения сечения реакции $^{197}\text{Au} (n, 2n) ^{196m}\text{Au}$. Статистическая точность определения начальной активности составила 8-13 % для ниобия и 2-4 % для золота. Вклад в активности ядер ^{92m}Nb и ^{196}Au фоновых (d, n) -нейтронов был пренебрежимо мал.

Измеренные нами значения сечений приведены в таблице. Погрешность сечений определялась как квадратичная сумма перечисленных выше погрешностей.

Результаты измерения сечений

Энергия нейтронов МэВ	Сечение реакции, 10^{-31} м^2		
	$^{58}\text{Ni}(n, p) ^{58}\text{Co}$	$^{93}\text{Nb}(n, 2n) ^{92m}\text{Nb}$	$^{197}\text{Au}(n, 2n) ^{196}\text{Au}$
$8,92 \pm 0,11$	654 ± 27	0	241 ± 12
$9,39 \pm 0,12$	649 ± 20	20 ± 3	571 ± 24
$9,90 \pm 0,12$	668 ± 33	89 ± 8	965 ± 25

Список литературы

1. M.Divadeenam, Ni Elemental Neutron Induced Reaction Cross-Section Evaluation, BNL-NCS-51346, (ENDF-294), National Nuclear Data Center, BNL, Upton, New York, March 1979.
2. В.М.Бычков, В.Н.Манохин, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин - Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами, Энергоиздат, Москва, 1982.
3. Н.В.Корнилов, Б.В.Журавлев, О.А.Сальников, П.Райч и др., Атомная энергия, т.49, вып.5, Ноябрь 1980.
4. M.Droog, Proc. of the IAEA Consultants' Meeting on Neutron Source Properties (Debrecen, Hungary, 17-21 March 1980), INDC(NDS) - 114-/GT, p.201, IAEA, Vienna, 1980.
5. ENDF/B-V., Mat. 6398 .
6. C.M.Lederer, V.S.Shirley, Table of Isotopes, Seventh edition, John Wiley and Sons, Inc., New-York - Chichester - Brisbane - Toronto, 1978.
7. R.Gunnink, Gamma-Library File output, Oct. 1. 1975, Lawrence Livermore Laboratory, Univ. of California (private communication).
8. Н.В.Корнилов, В.Н.Виноградов, Е.В.Гай и др., ВАНТ, Серия:Ядерные константы, вып. I (45), стр.33, 1982.
9. P.G.Young, D.G.Forster, Mat. 6193, p.24 in ENDF/B-IV Dosimetry File, ed. B.A.Magurno, BNL, April, 1975, BNL - NCS - 50446 (ENDF - 216), INDC(US) - 70/L.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 14,6 МэВ НА ^{115}In

В.Л.Демехин, Б.Е.Лещенко, В.К.Майданюк, Г.Пето

(Киевский государственный университет)

Активационным методом определено сечение
реакции $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$.

The cross section for the $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$
reaction have been measured by the activation
method.

В данной работе определение сечения реакции $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$ проводилось путем исследования γ -спектров продуктов активации образцов индия In -нейтронами.

Основная трудность изучения сечения реакции (n,γ) на быстрых нейтронах активационным методом заключается во влиянии вторичных нейтронов, возникающих в реакциях $(n,2n)$, (n,n') и (n,n) . Эти реакции проходят при взаимодействии первичного пучка нейтронов с окружающими конструкционными материалами и с самими образцами. Низкоэнергетическая часть спектра вторичных нейтронов в связи с большими сечениями захвата тепловых и резонансных нейтронов может вносить дополнительный вклад в изучаемое сечение. Поэтому очень важное значение имеет уменьшение и учет этого вклада.

Нейтроны с энергией 14,6 МэВ в данной работе получались из реакции $\text{T}(\alpha,n)^4\text{He}$ на низковольтном генераторе нейтронов Киевского университета. Для уменьшения влияния вторичных нейтронов тритиевая мишень генератора была удалена на 3 м от стен и потолка экспериментального зала, на 1,5 м - от пола и на 0,6 м - от основных узлов установки. В качестве ионопровода использовалась алюминиевая труба диаметром 40 мм с толщиной стенок 1 мм. Материалом для подложек тритий-титановых мишеней служил также алюминий, вносящий, как известно, наименьшие искажения в первичный спектр нейтронов.

В качестве образцов использовались фольги из химически чистого индия, предоставленные Дебреценским университетом. Набор фольг позволял изменять толщину образцов от 10 до 400 мкм.

Измерения спектров γ -лучей продуктов активации проводились на спектрометре с Ge (Li)-детектором и 4096-канальным амплитудным анализатором. Для уменьшения влияния естественного радиоактивного фона детектор окружался свинцовой защитой толщиной 50 мм. Разрешение спектрометра на линиях ^{60}Co составляло $\sim 3,5$ кэВ. Обработка экспериментальных результатов проводилась на малой ЭВМ ЕМС-666.

В γ -спектрах продуктов активации образцов индия наблюдались линии из распада ядер ^{112}In , ^{112m}In , ^{113m}In , ^{114m}In , ^{115m}In и ^{116m}In , образовавшихся в реакциях $(n, 2n)$, (n, n') и (n, γ) . Сравнение интенсивностей этих γ -линий позволяет получать информацию о соотношении сечений упомянутых реакций.

Для определения сечения реакции $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ интенсивность линии γ 416 кэВ ^{116m}In сравнивалась с интенсивностями двух близко расположенных линий γ 391 и γ 336 кэВ из распада продуктов реакций $^{113}\text{In}(n, n')^{113m}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ соответственно. К сожалению, однозначных сведений о значениях сечений указанных реакций (n, n') в литературе нет [5].

Применяя при облучении образцов дополнительно фольги из алюминия и пользуясь хорошо известными сечениями реакций $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ($112,4 \pm 1,1$) мбн и $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ ($67,3 \pm 0,7$) мбн [6], мы определили сечения неупругого рассеяния нейтронов на изотопах индия:

$$\begin{aligned} \sigma_n(^{113}\text{In}) &= 56,0 \pm 3,6 \text{ мбн}, \\ \sigma_{n'}(^{115}\text{In}) &= 62,1 \pm 3,9 \text{ мбн}. \end{aligned}$$

Вся необходимая в расчетах спектроскопическая информация о распаде рассматриваемых ядер бралась из работ [1-4].

Для изучения влияния вторичных нейтронов проводилось варьирование условий облучения и геометрических размеров образцов. В пределах ошибок было установлено отсутствие вклада тепловых нейтронов, а учет вклада резонансных нейтронов производился в серии экспериментов с фольгами индия различной толщины. Полученные результаты приведены в таблице. Чтобы определить значения сечений (мбн) реакции (n, γ) на образцах различной толщины необходимо данные колонки 2 умножить на $(0,511 \pm 0,051)$, а колонки 3 - на $(0,470 \pm 0,038)$.

Истинное значение сечения изучаемой реакции получено путем экстраполяции данных таблицы к нулевой толщине образца по методу наименьших квадратов, используя аналитическое выражение

$$S(x) = S(0) + (\alpha x + \beta)(1 - e^{-\mu x}).$$

Отношение площади $\delta 416$ кэВ ^{116m}In к площадям $\delta 336$ кэВ ^{115m}In и $\delta 391$ кэВ ^{113m}In в зависимости от толщины образцов

Толщина образцов (мкм)	$\frac{\delta 416}{\delta 336} \times 10^2$	$\frac{\delta 416}{\delta 391} \times 10$
10	$2,64 \pm 0,60$	$2,45 \pm 0,60$
20	$2,84 \pm 0,58$	$2,63 \pm 0,58$
40	$2,99 \pm 0,47$	$3,03 \pm 0,50$
90	$3,40 \pm 0,24$	$3,65 \pm 0,27$
100	$3,71 \pm 0,14$	$3,85 \pm 0,17$
160	$4,22 \pm 0,21$	$4,57 \pm 0,27$
200	$4,27 \pm 0,15$	$4,50 \pm 0,16$
400	$4,50 \pm 0,20$	$4,78 \pm 0,25$

В нем член χ связан с вторичными нейтронами, образующимися в самом образце, θ - с вторичными нейтронами, образующимися на различных окружающих конструкционных материалах и $(1 - P^{-\mu\kappa})$ - с поглощением вторичных нейтронов образцом.

Используя в качестве опорных сечения реакции $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ и $^{113}\text{In}(n, n')^{113m}\text{In}$, нами в результате получены значения сечения реакции $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$ ($1,27 \pm 0,20$) и ($1,08 \pm 0,18$) мбн соответственно.

Список литературы

1. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов, М.: Атомиздат, 1977, с.20.
2. Haratz V. Nuclear Data Sheets, 1980, v.30, p.453.
3. Blachot J. et al. Nuclear Data Sheets, 1981, v.32, p.326.
4. Lyttkens J. et al. Nuclear Data Sheets, 1981, v.33, p.41.
5. Schett A. et al. Compilation of Threshold Reaction Neutron Cross Sections for Neutron Dosimetry and Other Applications, Neutron Data Compilation Centre, 1974, p.139.
6. Ryves T.B. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1978, v.4, p.1783.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ
В ОБЛАСТИ $4S$ - РЕЗОНАНСА И ОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В.И.Попов, И.В.Суркова
(ИЯИ АН СССР)

В рамках обобщенной оптической модели дается феноменологическое описание экспериментальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией до 1 МэВ на ядрах переходных областей. Проведены расчеты сечений упругого рассеяния, результаты которых сопоставляются с известными данными.

In the framework of the generalized optical model a phenomenological description of experimental cross sections of neutron inelastic scattering on transitional nuclei at energies up to 1 MeV is given. Elastic scattering cross section have been calculated and compared with known data.

Как было показано ранее [1], в зависимости экспериментальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением коллективных состояний 2^+ сферических и переходных ядер в области A 136-152 и 188-206 от массового числа наблюдаются систематические отклонения от предсказаний оптико-статистической модели, которая дает сечения, слабо меняющиеся с ростом A .

В настоящей работе проведено сравнение экспериментальных сечений неупругого рассеяния нейтронов для уровней 2^+ с расчетами по оптической модели со связью каналов. Исползованные данные, полученные ранее [1], представляют энергетические зависимости сечений возбуждения уровней 2^+ , измеренные в интервале энергий примерно от 200 кэВ до 1000 кэВ с энергетическим разрешением от 10 до 30 кэВ.

На рис. 1 приведены значения сечений при одной и той же энергии над порогом, равной 300 кэВ. Для сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными сечения усреднялись по интервалу 100 кэВ, т.к. измеренные сечения имеют значительные флуктуации.

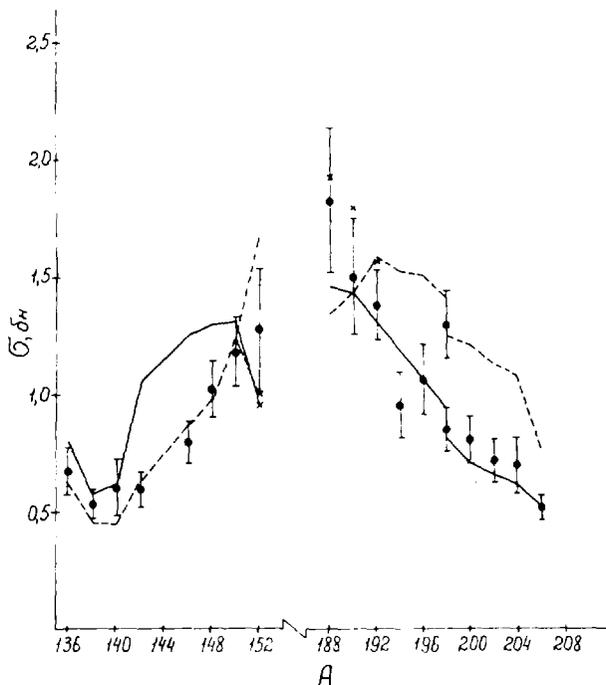


Рис. 1. Сравнение экспериментальных значений сечения (\bullet) для уровней 2^+ при энергии 300 кэВ над порогом с результатами расчета по обобщенной оптической модели: сплошная линия - $V_0 = 52$ МэВ, $W = 2$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм; пунктир - $V_0 = 49$ МэВ, $W = 2$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм; \times - расчет по схеме связи ротационной модели

Кроме данных по неупругому рассеянию нейтронов ниже рассматриваются также дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов для большинства элементов этой области примерно при тех же энергиях, взятые из [2].

В анализе экспериментальных сечений был применен метод, основанный на оптической модели со связью каналов и формализме описания средних сечений, предложенном Хофманом, Рихертом, Тепелем и Вайденомюллером [3]. Используемый в расчетах оптический потен-

циал с действительной частью в форме Вудса-Саксона включал потенциал симметрии и спин-орбитальный член. Радиальная зависимость мнимого потенциала имела вид производной от форм-фактора действительной части. Геометрические параметры были фиксированными и одинаковыми для действительной и мнимой частей потенциала. Глубина действительного потенциала бралась в виде $V = V_0 - \frac{(N-Z)}{A} V_1$ при $V_1 = 22$ МэВ. Значения параметра связи β_0 приняты равными экспериментальным величинам, полученным из данных по кулоновскому воз-

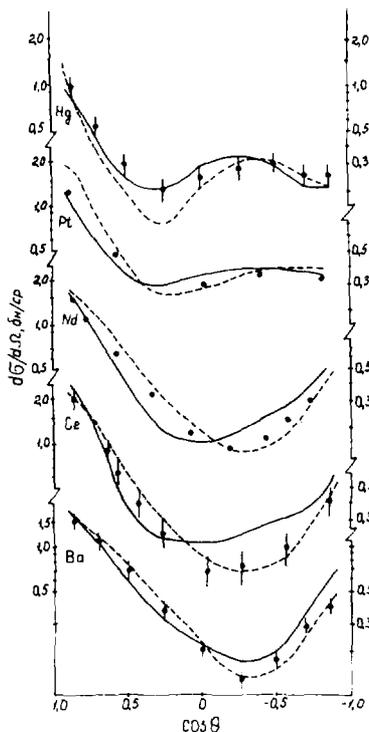


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния при $E \approx 1$ МэВ. Сплошная линия - $V_0 = 52$ МэВ, $W = 2$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм; пунктир - $V_0 = 49$ МэВ, $W = 2$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм

буждению уровней 2_1^+ . Свободными параметрами были V_0 и параметр мнимого потенциала W .

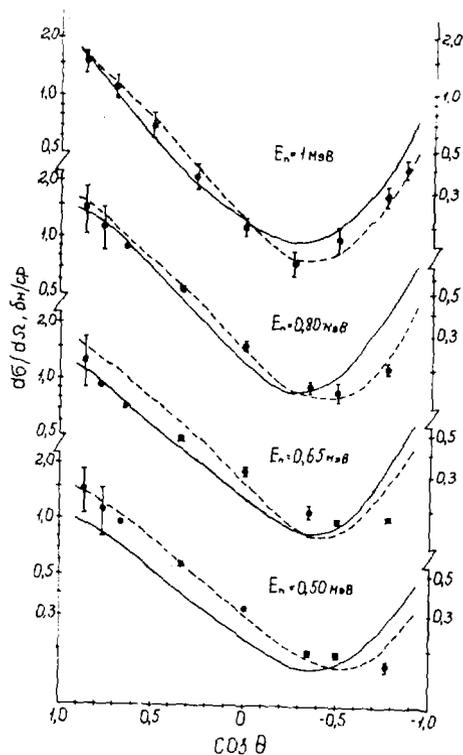


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов для CsI при различных энергиях падающих нейтронов. Обозначения те же, что и на рис. 2

Как видно из рис. 1, получено хорошее соответствие экспериментальных данных с использованием в расчете двухканальной схемы связи вибраторной модели при следующих значениях параметров:

$V_0 = 49$ МэВ для области $A = 136-152$ и $V_0 = 52$ МэВ для $A = 188-206$,
 $W = 2$ МэВ, $\gamma_0 = 1,25$ фм. Для $^{188}\text{O}_8$ лучшее согласие с экспери-
ментальными значениями получено при расчетах с теми же параметрами,
но с использованием двухканальной схемы ротационной модели.

На рис. 2 и 3 проводится сравнение некоторых из имеющихся
данных о дифференциальных сечениях упругого рассеяния нейтронов с
результатами расчетов, выполненных при тех же значениях параметров
модели. Эти параметры дают также удовлетворительное описание сило-
вых нейтронных функций и полных сечений.

Список литературы

1. Конобеевский Е.С. и др. - ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 2, с. 300.
2. BNI 400, 1970, Third Edition, vol.II.
3. Hofmann H.M.et al. - Ann. Phys. , 1975, v.90, p. 403.

ВОЗБУЖДЕНИЕ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ ЯДЕР С $A \sim 150-160$ ПРИ
НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Е.С.Конобеевский, Д.Г.Куденко, В.И.Попов, В.М.Скоркин

(ИЯИ АН СССР)

Измерены сечения неупругого рассеяния нейтронов для некоторых четно-четных изотопов Nd , Sm , Gd и Dy при энергии $< 1,5$ МэВ. В рамках оптической модели со связью каналов дается интерпретация экспериментальных результатов.

EXCITATION OF ROTATIONAL LEVELS OF NUCLEI WITH $A \sim 150 - 160$ IN LOW ENERGY NEUTRON INELASTIC SCATTERING. Neutron inelastic scattering cross sections at the energy 1,5 MeV have been measured for some even-even isotopes of Nd, Sm, Gd and Dy. Experimental results are interpreted within the framework of the coupled-channels optical model.

В последние годы значительное внимание уделялось изучению рассеяния нейтронов на деформированных ядрах. В работах [1-3] было показано, что уже при энергии нейтронов около 2,5 МэВ возбуждение первых уровней 2^+ и 4^+ происходит в основном за счет прямого процесса. При более низких энергиях механизмы составного ядра и прямого взаимодействия могут играть одинаково существенную роль. Интерес к изучению неупругого рассеяния в околороговой области в настоящее время возрос благодаря появлению нового подхода к описанию средних сечений резонансных реакций при наличии прямого процесса, развитого Вайденыллером с сотрудниками [4,5] и Мольдауэром [6]. Такой подход использовался в работах [7,8] при анализе экспериментальных сечений неупругого рассеяния, что позволило получить дополнительную информацию о динамике взаимодействия с ядрами нейтронов низкой энергии.

В настоящей работе изучалось неупругое рассеяние нейтронов на ядрах ^{150}Nd , $^{152,154}Sm$, $^{154,156}Gd$, ^{162}Dy при энергии нейтронов $< 1,5$ МэВ. Энергетическая зависимость сечения реакции $(n, n'\gamma)$ измерена в кольцевой геометрии как с использованием непрерывного пучка нейтронов, испускаемых в реакции $^3H(p, n)^3He$, так и с дискриминацией фона методом времени пролета. В качестве образцов исполь-

зовались окислы разделенных изотопов, γ -кванты регистрировались $Ge(Li)$ -детектором. Источником нейтронов служила твердая тритиевая мишень.

Для получения абсолютных сечений вводились поправки на ослабление и многократное рассеяние нейтронов, угловое распределение и поглощение γ -квантов. Ошибки при этом составили 5-7%. Дополнительную неопределенность в величины сечений при энергии нейтронов >800 кэВ вносят каскадные переходы с вышележащих уровней. Вклад этих переходов определялся экспериментально с использованием данных о коэффициентах ветвления. Нормировка проводилась по сечению реакции (n, n') для первого уровня $2^+ \text{ } ^{98}\text{Mo}$, измеренному с точностью 7% [9]. В результате полные ошибки $\sigma(n, n'\gamma)$ составили 10-15% для уровня 4^+ и 13-20% для уровня 2^+ .

В табл. I и на рис. I и 2 показаны экспериментальные результаты. Указанные здесь ошибки соответствуют полным ошибкам, включающим погрешность нормировки.

Таблица I
Экспериментальные и расчетные величины для первых уровней 2^+ при энергии нейтронов 350 кэВ

	^{150}Nd	^{152}Sm	^{154}Sm	^{154}Gd	^{156}Gd	^{162}Dy
σ эксп. бн.	$1,14 \pm 0,15$	$1,18 \pm 0,16$	$1,48 \pm 0,29$	$1,30 \pm 0,19$	$1,90 \pm 0,38$	$2,05 \pm 0,41$
σ расч. бн.	0,747	0,987	1,511	1,262	1,877	1,748

С целью феноменологического описания полученных экспериментальных данных были проведены расчеты в рамках оптической модели со связью каналов с использованием метода, предложенного в работе [5]. Действительная часть оптического потенциала имела радиальную зависимость Вудса-Саксона и включала потенциал симметрии в форме $-V = V_0 - V_1 \frac{N-Z}{A}$. Радиальная зависимость мнимого потенциала бралась в виде производной от форм-фактора Вудса-Саксона. Используемые в расчетах параметры имели следующие значения: $V_1 = 22$ МэВ, $\tau_0 = 1,25$ фм, $\alpha = 0,65$ фм, $V_{S0} = 8$ МэВ. Значения параметра квадрупольной деформации β_2 приведены в табл.2. Нужно отметить, что β_2 , исполь-

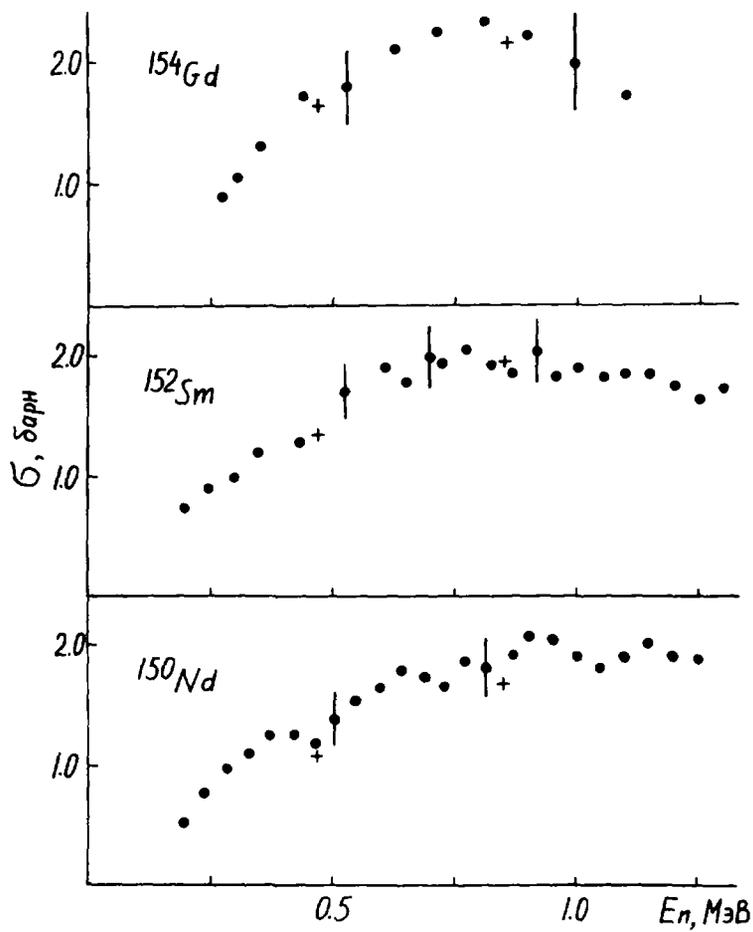


Рис. 1. Зависимость сечения неупругого рассеяния на первых 2^+ уровнях ^{150}Nd , ^{152}Sm , ^{154}Gd от энергии нейтронов. + - расчет методом связанных каналов

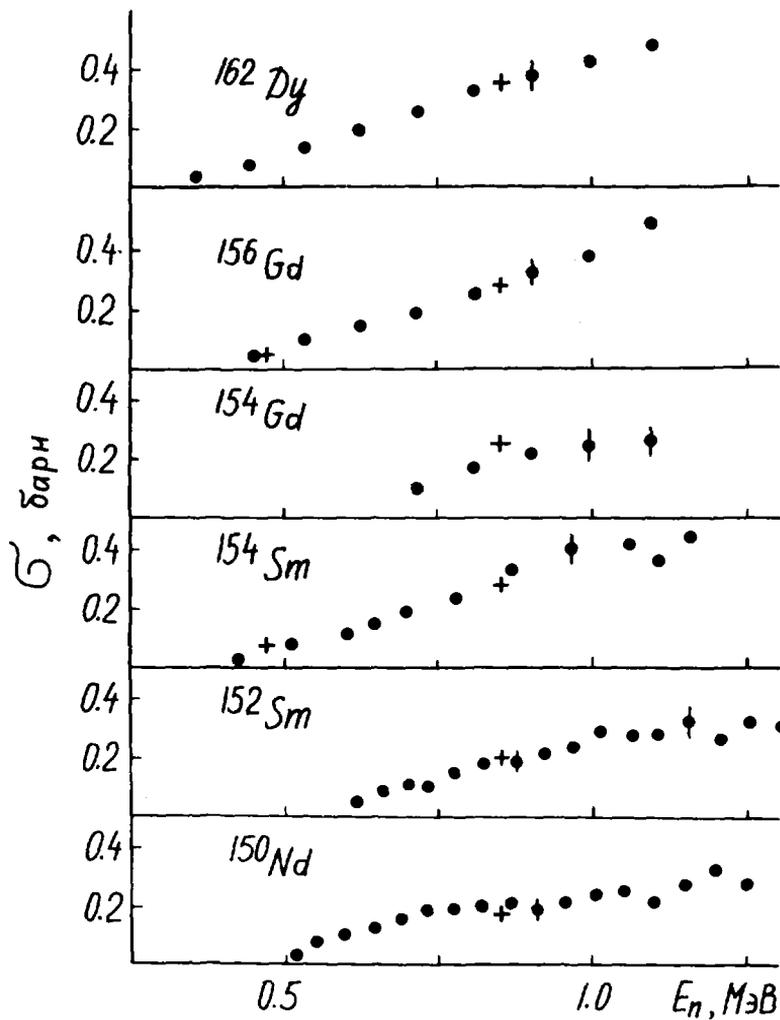


Рис.2. Зависимость сечения неупругого рассеяния на первых 4^+ уровнях деформированных ядер с $A \sim 150-160$ от энергии нейтронов. + - расчет методом связанных каналов

званные в расчетах, близки к величинам квадрупольной деформации, получаемым из данных о вероятностях электромагнитных переходов. Хорошее соответствие расчетов с экспериментальными сечениями для уровней 2^+ и 4^+ получено со схемой связи $0^+ - 2^+ - 4^+ - 6^+$ и параметрами потенциала $V_0 = 52-53$ МэВ, $W = 1,5-2$ МэВ, $\beta_4 = 0$.

Таблица 2
Энергии уровней 2^+ и 4^+ и используемые в расчетах параметры квадрупольной деформации β_2

	^{150}Nd	^{152}Sm	^{154}Sm	^{154}Gd	^{156}Gd	^{162}Dy
E_{2^+} , кэВ	130	122	82	123	89	81
E_{4^+} , кэВ	381	367	267	371	288	266
β_2	0,265	0,28	0,31	0,29	0,31	0,31

Как видно из рис. 1 и 2 расчеты с этими параметрами воспроизводят также ход сечений для уровней 2^+ и 4^+ в зависимости от энергии нейтронов.

Проведенный в данной работе анализ дает обоснованную информацию о соотношении вкладов механизмов составного ядра и прямой реакции. Согласно расчетам, при энергии нейтронов 850 кэВ вклад сечения прямой реакции около 35% для уровней 2^+ и около 20% для уровней 4^+ .

Список литературы

1. Ferguson A.T.G. et al. - Proc. Int. Conf. on Interaction Neutrons with Nuclei, Lowell, 1976, v. I, p. 205.
2. Coore D.F. et al. - Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 2223.
3. Ситыко С.П. и др. - ЯФ, 1977, т. 25, с. 711.
4. Engelbrecht G. A., Weidenmuller H.A. - Phys. Rev., 1973, v. C8, p. 859.
5. Hofmann H.M. et al. - Ann. of Phys., 1975, v. 90, p. 403.
6. Moldauer P.A. - Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 744.
7. Ефросинин В.П. и др. - ЯФ, 1979, т. 29, с. 631.
8. Chan D.W.S. et al. - Phys. Rev., 1982, v. C26, p. 841.
9. Stelson P., Gratzins L. - Nucl. Data (Sect. A), 1965, v. I, p. 21.

СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЯТИЧАСОВОГО ИЗОМЕРА ^{180m}Hf
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ

П.Е.Воротников, Е.Ю.Никольский, В.И.Чуев

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Сообщаются результаты измерений сечения образования изомера ^{180m}Hf (8^- , 1141 кэВ) при неупругом рассеянии нейтронов с энергиями от 1 до 5,2 МэВ. Сечение согласуется с расчетами по методу Хаузера-Фешбаха.

The results of excitation cross section measurements for isomer ^{180m}Hf (8^- , 1141 keV) in inelastic scattering of neutrons with energies 1-5,2 MeV. The cross section is agreed with Hauser-Feshbach-method calculation.

Изомерное состояние 8^- 1141 кэВ в ^{180}Hf рассматривается обычно как довольно чистое $2p\ 5I4\uparrow\ 4O4\downarrow$ состояние ядра [1]. Представляет интерес измерение и анализ его функции возбуждения в реакции (n, n') , в частности, определение применимости статистического формализма Хаузера-Фешбаха [2] вблизи порога реакции, где вклад каскадного заселения изомера мал и основную роль играет прямое возбуждение этого двухквазипротонного состояния при неупругом рассеянии нейтронов.

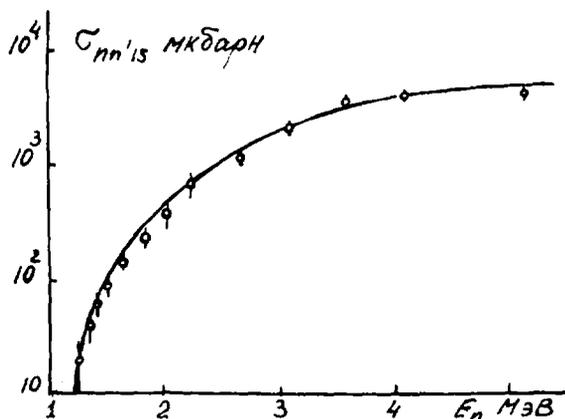
Нами были проведены измерения сечения реакции $^{180}\text{Hf}(n, n')$ ^{180m}Hf (5,5 час) на моноэнергетических нейтронах с энергией от пороговой до 5,15 МэВ. Источником нейтронов служила реакция $T(p, n)^3\text{He}$. Протоны ускорялись электростатическим ускорителем. Среднеквадратичный разброс энергий нейтронов, падающих на образец ^{180}Hf , составлял 50 кэВ при энергии нейтронов меньше 1,5 МэВ и возрастал до 90 кэВ при 5,15 МэВ. Поток нейтронов мониторировался всеволновыми счетчиками [3], градуированными по эталонному Pu-Be источнику нейтронов. Выход изомера определялся по γ -линиям с энергиями 443, 322 и 215 кэВ ротационной полосы основ -

ного состояния ^{180}Hf , измеренным Ge(Li) -детектором после восьмичасового облучения и получасовой выдержки образца. Вклад реакции $^{179}\text{Hf}(n, \gamma)^{180m}\text{Hf}$ на ядрах примеси определялся в отдельных измерениях с образцом ^{179}Hf . Полная погрешность определения сечения образования изомера составляет 50% при энергии нейтронов 1,26 МэВ и около 20% выше 1,5 МэВ, где она связана, в основном, с ошибкой абсолютизации сечения.

На рисунке результаты измерений сечения образования изомера сравниваются с расчетом по методу Хаузера-Фешбаха. В расчете использовались коэффициенты проницаемости Перая и Бака [4], предполагалось, что непрерывный спектр возбуждений ^{180}Hf описывается стандартной ферми-газовой формулой с феноменологическим учетом спаривания нуклонов и параметрами $\alpha=25,3$, $2\Delta_0=1,6$ МэВ [5]. Спинный фактор σ полагается равным 6 для энергии возбуждения $E^* \sim 7$ МэВ. Данные о дискретном спектре были взяты из [6]. Выше $E^* = 1$ МэВ примерно половина наблюдаемых уровней не идентифицирована по спину I и четности π . Мы предполагаем, что они увеличивают полную ширину испускания нейтронов по сравнению с расчетом, учитывающим только уровни с известными I и π , примерно в 1,5 раза при энергии нейтронов 1,5 МэВ и примерно в 2 раза при $E_n = 3$ МэВ. Выше этой E_n погрешность расчета, связанные с неопределенностью дискретного спектра, уменьшаются, так как основную роль начинает играть испускание нейтронов с возбуждением уровней непрерывного спектра.

Как видно по рисунку, расчет хорошо согласуется с результатами измерений, что свидетельствует, по видимому, о применимости метода Хаузера-Фешбаха для расчета околопорогового сечения возбуждения $2p$ -состояния в реакции неупругого рассеяния нейтронов на ^{180}Hf .

Заметим в заключение, что полученные нами величины сечения образования изомера ^{180m}Hf (и экспериментальные, и расчетные) в 2-3 раза меньше, чем сообщенные в работе [7].



Сечение возбуждения изомера ^{180m}Hf . Точки - экспериментальные результаты, кривая - расчет по методу Хаузера-Фешбаха

Список литературы

1. Е.П. Григорьев, В.Г. Соловьев. Структура четных деформированных ядер, "Наука", М. 1974.
2. W. Hauser, H. Feshbach The Inelastic Scattering of Neutrons. Phys. Rev. 1952 v. 87 p. 366.
3. В. Аллен. Всеволновый счетчик нейтронов, в кн, "Физика быстрых нейтронов", ч. I. Госатомиздат. 1965.
4. E. H. Auerbach, F. Perey Opt. Mod. Neutron Transm. coeff. BNI-765, 1965.
5. О. Бор, Б. Моттelson. Структура атомного ядра. т. I, "Наука", 1971.
6. Nucl. Data Sheets. v. 15, 1975.
7. В. А. Бондаренко, Х. Я. Бондарс, А. А. Лапенас. "Сечение возбуждения изомера ^{180m}Hf быстрыми нейтронами". ВАНТ сер. Яд. константы 2 (46), стр. 27. 1982.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ ОТНОСИТЕЛЬНО $\sigma^{1}\text{H}(n,n)$ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,16 - 1,15 МэВ

А.Н.Давлетшин, А.О.Типунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстиков, В.В.Тужилов
(ФЭИ)

С.Н.Байкалов, В.С.Королёв
(СНИИП)

Измерение сечения реакции $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ относительно сечения реакции $^1\text{H}(n,n)$ активационным методом в интервале энергий 0,16 - 1,15 МэВ. Полученные результаты сравниваются с оценёнными данными.

Cross sections of $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ reaction have been measured relative to $^1\text{H}(n,n)$ reaction by the activation technique in the energy range from 0,16 to 1,15 Mev. The results have been compared with the evaluated data.

Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами ^{197}Au широко используется при измерении сечений взаимодействия нейтронов для различных реакций при $E_n > 100$ кэВ. Это сечение известно с удовлетворительной точностью и имеет плавный энергетический ход, поэтому измерение $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ является удобной проверкой методики, используемой для измерения других сечений.

С другой стороны, точность, с которой известно это сечение явно недостаточна для стандартного сечения. Более того, её, видимо, следует считать недостаточно обоснованной. Примером могут служить такие данные из оценки ENDF/B-5 для рассматриваемого диапазона энергий нейтронов: энергетический интервал 100-200 кэВ - погрешность 10%, 200-500 кэВ - 6,1%, 500-1000 кэВ - 4,1%, 1,0-1,2 МэВ - 7,0%. Поэтому любая дополнительная информация о сечении $\sigma_{n,\gamma}$ для ^{197}Au является желательной.

Описанные в докладах [1,2] эксперименты были обработаны таким образом, чтобы получить значения $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$, измеренные относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах.

Облучение золотых образцов производилось совместно с образцами из U_3O_8 или NpO_2 на каскадном генераторе КГ-2,5. Источником нейтронов служили реакции $\text{T}(p,n)$ или $^7\text{Li}(p,n)$. Поток нейтронов измерялся

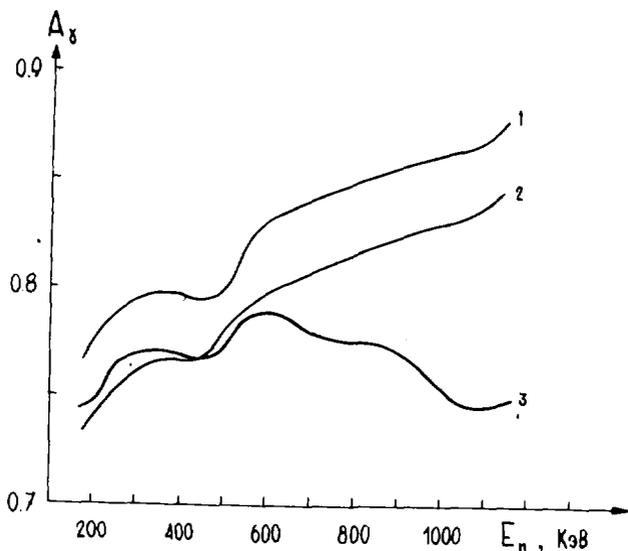


Рис. 1. Зависимость поправки A_γ от энергии нейтронов для различных образцов. 1 - U_2O_8 , 2 - Au, 3 - PrD_2

цилиндрическим пропорциональным счётчиком, наполненным водородом. Характеристики образцов и счётчика, условия облучения и измерения активности описаны в [1,3].

Величина сечения определялась из соотношения:

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) = \frac{N_\gamma \cdot A_\gamma}{\eta \cdot N_{\text{вз}}} \cdot \frac{N_{\text{сч}} \cdot G_{\text{сч}}}{N_{\text{об}} \cdot G_{\text{об}}} \cdot \sigma_{n,p}(E_n).$$

Здесь E_n - средняя энергия облучающих нейтронов, N_γ - число активных ядер ^{198}Au в образце в конце облучения; A_γ - поправка на активацию рассеянными нейтронами; η - эффективность регистрации детектором гамма-квантов $E_\gamma = 412$ кэВ; $N_{\text{вз}}$ - число взаимодействий в водородном счётчике за время облучения образца; N, G - числа ядер и геометрические факторы для счётчика и образца; $\sigma_{n,p}(E_n)$ - сечение упругого рассеяния нейтронов на протонах (использованы оценённые зна-

чения из ENDF/B-5). Более подробная информация о величинах, входящих в формулу, приведена в докладе [3].

Эффективность определена из отношения активностей образцов с одинаковой удельной активностью, которые были облучены нейтронами спектра деления:

$$\eta = \frac{A \cdot m}{a \cdot M}$$

Активность A образца массой M , идентичного образцам, использованным при облучении на ускорителе, была измерена на $^6\text{Li-Li}$ -детекторе. Абсолютная активность a фольги массой m была измерена методом γ - γ -совпадений [4]. Было получено значение эффективности $\eta = 3,05 \cdot 10^{-2} \pm \pm 1,5\%$.

Поправка A_{γ} учитывала эффекты, приводящие к дополнительному, по отношению к основному изотропному источнику нейтронов, увеличению или уменьшению активности образца [5]. Эффекты, приводящие к увеличению активности: рассеяние нейтронов на стенах помещения, в образце, в контейнерах (кадмий и нержавеющая сталь), в мишенедержателе (нержавеющая сталь и вода), в держателе образца, в одновременно облучаемом другом образце. Было учтено влияние неизотропности источника нейтронов: т.к. образцы расположены на расстоянии 4 см от мишени, то этот эффект приводит к уменьшению активности на 4-5%. Большинство поправок было измерено экспериментально. Поправки на рассеяние в образцах были рассчитаны методом Монте-Карло.

На рис. 1 изображены поправки A_{γ} для образцов из Au , U_3D_8 , NpO_2 в зависимости от энергии нейтронов. Погрешности этих величин меняются от 2,7% до 1,8% с увеличением энергии нейтронов. Следует обратить внимание на существенно различные энергетические зависимости поправок для образцов из Au и NpO_2 , несмотря на сходные энергетические зависимости $\sigma_{n,\gamma}$ для ^{197}Au и ^{237}Np .

Суммарное значение случайной погрешности величины $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ вычислено квадратичным сложением погрешностей составляющих величин: $\delta N_{\gamma} = 0,7\%$, $\delta \eta = 1,5\%$, $\delta A_{\gamma} = 2,7-1,8\%$, $\delta N_{\text{об}} = 2,0\%$, $\delta N_{\text{ст}} = 1,1\%$, $\delta N_{\text{об}} = 0,1\%$, $\delta G_{\text{ст}} = 0,3\%$, $\delta G_{\text{об}} = 0,6\%$, $\delta \sigma_{n,p} = 1,0\%$. Суммарная погрешность меняется от 4,1% до 3,5% при изменении энергии нейтронов от 0,16 МэВ до 1,15 МэВ.

Полученные значения $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ и суммарная погрешности для исходных точек изображены на рис. 2. Они хорошо согласуются с оценкой ENDF/B-5 в пределах погрешностей, за исключением отдельных значений. Это можно считать доказательством отсутствия значительных систематических погрешностей в методике измерений сечений $\sigma_{n,\gamma}$ для ^{235}U и ^{237}Np .

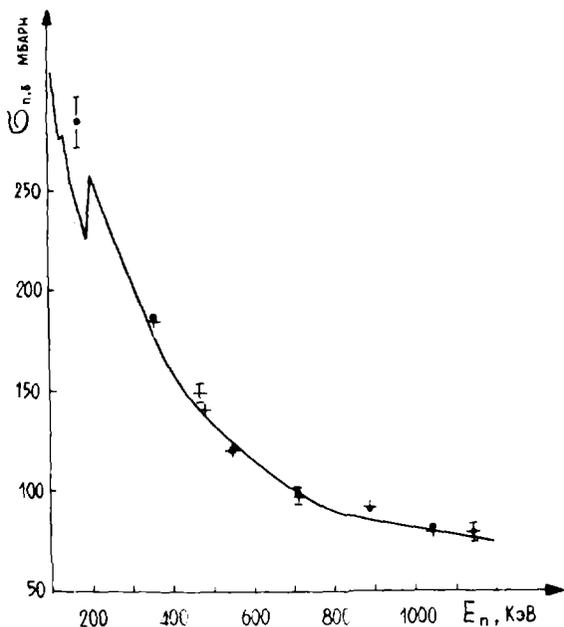


Рис.2. Сечение радиационного захвата нейтронов ^{197}Au .
 ●, + - эксперимент; — - оценка ENDF/B-5

Энергия $E_n = 200$ кэВ разграничивает области, в которых процедуры получения оценённых данных были различны. Если учесть согласие наших результатов с оценкой ENDF/B-5 при других энергиях нейтронов, то заметно отличие измеренного значения сечения от оценённого при $E_n = 168$ кэВ, по нашему мнению, свидетельствует, что оценка сечения при $E_n < 200$ кэВ сделана неудовлетворительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{235\text{U}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$... - Нейтронная физика, 1984, т.2, с.181-184.
2. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{239\text{Pu}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$... Там же, с.189-192.
3. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{235\text{U}}$ относительно $\sigma^2\text{H}(n,\gamma)$. Там же, с.164-167.
4. Грудзевич У.Т. и др. В сб. "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Ядерные константы". М., ЦНИИ Атоминформ, 1983, вып.2(51), с.3.
5. Давлетшин А.Н. и др. Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.113.

ПОЛНОЕ НЕЙТРОННОЕ СЕЧЕНИЕ НУКЛИДОВ
 ^{184}W И ^{185}W ($T_{1/2} = 70$ д)

Ануфриев В.А., Бабич С.И., Кочерыгин Н.Г.,
Нефедов В.Н., Никольский С.Н.

(НИИАР им.В.И.Ленина)

Представлены результаты измерения полных нейтронных сечений изотопов вольфрама-184 и вольфрама-185 ($T_{1/2} = 70$ д) на механическом селекторе нейтронов в области энергий до 1000 эВ.

Presented are the results on measurements of the total neutron cross sections for wolframium-184 and wolframium-185 ($T_{1/2} = 70$ d) isotopes using the neutron chopper within the energy range up to 1000 eV.

В работе представлены основные результаты измерения полных нейтронных сечений двух нуклидов вольфрама - стабильного изотопа ^{184}W и радионуклида ^{185}W ($T_{1/2} = 70$ д). Подобные исследования представляют практический интерес при выборе оптимальных условий накопления радионуклида вольфрама, используемого в промышленных целях, при реакторном облучении ^{184}W .

Полное нейтронное сечение нуклидов определялось по измерению энергетической зависимости пропускания образцов с использованием метода времени пролета. Измерения выполнялись на механическом селекторе нейтронов, установленном на реакторе СМ-2 [1]. Лучшее разрешение нейтронного спектрометра на пролетной базе 91,7 м составляло 58 нс/м. На выходе селектора нейтронный пучок в поперечном сечении имеет размер 1×6 мм². Работа с облученным образцом вольфрама проводилась дистанционно с использованием установки для исследования высокоактивных нуклидов [2].

Измерение полного сечения ^{184}W .

Исследования полного нейтронного сечения ^{184}W проводились на смеси вольфрамовых изотопов, обогащенной по ^{184}W (94,5%). Металлический порошок вольфрама, массой в 2,9 г, помещался в алюминиевый пенал с внутренними размерами (14,2x1,5x32) мм³. Этот же образец использовался для облучения в реакторе СМ-2 с целью накопления радио-

нуклида ^{185}W . Изотопный состав и количество вольфрамовых изотопов (ат/б) в исследуемом стабильном образце представлены в табл. I

Таблица I

Характеристики вольфрамовых образцов

Нуклид	Стабильный образец вольфрама		Облученный образец вольфрама	
	% по массе	$\times 10^4$, ат/б	% по массе	$\times 10^4$, ат/б
^{180}W	< 0,01	< 0,08	< 0,01	< 0,08
^{182}W	0,71	5,63	0,64	5,07
^{183}W	1,35	10,81	1,41	11,3
^{184}W	$94,5 \pm 3,0$	754 ± 20	$93,8 \pm 3,0$	749 ± 20
^{185}W	-	-	0,48	$3,8 \pm 0,5$
^{186}W	3,44	27,6	3,03	24,2
^{188}W	-	-	< 0,001	< 0,02
^{185}Re	-	-	0,12	1,0
^{187}Re	-	-	0,37	2,95
^{186}Os	-	-	0,05	0,37
^{188}Os	-	-	0,06	0,48
^{189}Os	-	-	< 0,001	< 0,02

Пропускание вольфрамового образца измерялось в энергетической области до 1000 эВ. В этом диапазоне найдено 10 нейтронных резонансов вольфрама-184. Для идентификации резонансов ^{184}W использовались данные по уровням ^{182}W , ^{183}W , ^{186}W , рекомендованные в работах [3] и [4]. Параметры уровней ^{184}W в найденной области представлены в табл. 2.

По полученным параметрам ^{184}W был определен резонансный интеграл захвата $I_\gamma = (16 \pm 3)$ б, что согласуется с рекомендованным в сборнике [3] значением $I_\gamma = (14 \pm 2)$ б. В результате измерений в тепловой области энергий нейтронов (0,02 - 1 эВ) получены значения сечений в тепловой точке: $\sigma_{\text{tot}} = (10,4 \pm 0,6)$ б, $\sigma_\gamma = (2,4 \pm 1,0)$ б. Значение σ_γ получено с учетом $\sigma_s = (8,0 \pm 1,0)$ б, определяемой в процессе анализа межрезонансной области нейтронного сечения.

Параметры уровней вольфрама-184

E_0 , эВ	Γ , мэВ	$2q\Gamma_n$, мэВ
$56,3 \pm 0,3$	(70)*)	$0,022 \pm 0,008$
$101,6 \pm 0,8$	124 ± 17	5 ± 1
$184,5 \pm 1,8$	1170 ± 200	2200 ± 200
243 ± 3	(70)	$4,2 \pm 1,0$
312 ± 4	160 ± 30	$160 \pm 3,0$
423 ± 7	115 ± 30	86 ± 20
683 ± 9	740 ± 100	1150 ± 150
795 ± 17	1720 ± 150	2300 ± 250
960 ± 23	1550	2200 ± 500
1000	-	-

*) 70 мэВ - принятое значение Γ .

Измерение полного сечения ^{185}W .

Радионуклид ^{185}W ($T_{1/2} = 70$ д) получался в процессе облучения ^{184}W в вертикальном канале высокопоточного реактора СМ-2. В качестве стартового продукта использовалась смесь стабильных вольфрамовых изотопов, обогащенная по ^{184}W , ранее исследованная на нейтронном спектрометре.

Энергетическая зависимость пропускания нейтронов облученного вольфрамового образца исследовалась на спектрометре в области энергий 0,01-100 эВ дважды, с промежутком времени между измерениями

85 дней. Такой способ исследования, а также сравнение результатов измерения резонансной структуры пропускания облученного и необлученного вольфрамового образца, позволили надежно и достоверно идентифицировать нейтронные уровни ^{185}W . Кроме того, по изменению количества ^{185}Re , продукта β -распада ^{185}W , непосредственно определялось содержание ^{185}W в облученном вольфрамовом образце. Количество же ^{185}Re определялось по анализу его нейтронных уровней с $E_0 = 2,16, 7,23, 11,88, 12,87$ эВ с параметрами, рекомендованными в [5].

По параметрам уровней, рекомендованным в [3,5], получена количественная информация и для других нуклидов: вольфрама, рения, осмия. Подробная характеристика облученного вольфрама представлена в табл. 1.

В результате проведенных измерений в области энергий до 100 эВ впервые идентифицировано 7 уровней ^{185}W и для них методом "формы" рассчитаны параметры уровней, (табл. 3), а также рассчитаны следующие характеристики полного нейтронного сечения ^{185}W : $\bar{\sigma} = 10$ эВ; $2q\bar{\Gamma}_n^{\circ} = 3,1$ мэВ; $S_0 = 1,6 \cdot 10^{-4}$; $\bar{\Gamma}_{\gamma} = (300 \pm 40)$ б и ξ_{γ} (расчет) = $(3,3 \pm 0,3)$ б.

Таблица 3

Параметры уровней ^{185}W

E_0 , эВ	$2q\bar{\Gamma}_n^{\circ}$ мэВ ^{*)}
$10,15 \pm 0,05$	$0,03 \pm 0,02$
$13,70 \pm 0,07$	$0,45 \pm 0,03$
$17,3 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,5$
$36,2 \pm 0,3$	$0,12 \pm 0,03$
$49,2 \pm 0,6$	$15,8 \pm 1,0$
$55,6 \pm 0,8$	$1,3 \pm 0,2$
$66,9 \pm 1,1$	$1,1 \pm 0,3$

*) Γ - принята равной 60 мэВ.

Список литературы

1. Кочерыгин Н.Г., Бабич С.И., Никольский С.Н. и др. Нейтронный прерыватель с четырьмя синхронно-вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле. Препринт НИИАР., г.Димитровград, 1979, 28(387).
2. Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Установка для измерений нейтронных сечений радиоактивных ядер на спектрометре нейтронов реактора СМ-2. Препринт НИИАР, г.Димитровград, 1978, П-11(345).

3. Ануфриев В.А., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронные резонансы вольфрама-186 в области энергий до 300 эВ. Атомная энергия, 1981, т.50, с.67.
4. Беланова Т.С., Бабич С.И., Колесов А.Г. и др. Нейтронные резонансы изотопов осмия в интервале энергий 1-550 эВ, Атомная энергия, 1980, т.48, с.28.

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ
РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СВИНЦА И ^{209}Bi ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ
12-20 МэВ

Г.Е.Беловицкий, О.С.Пресняк

(ИЯИ АН СССР)

Измерены сечения реакций (n,p) на $^{206,208}\text{Pb}; (n,p)$ и (n,α) на $^{209}\text{Bi}; (n,d+n)$ на ^{207}Pb и $^{206}\text{Pb} (n,3n)$ ^{204}Pb в интервале энергий нейтронов 12-20 МэВ. Для реакций (n,p) наблюдается согласие между экспериментом и расчетом, выполненным по экситонной модели. Обсуждается влияние магических чисел $Z = 82$, $N = 126$ на сечения реакций (n,p) .

The excitation function of (n,p) reactions for $^{206, 208}\text{Pb}; (n, p)$ and (n, α) for $^{209}\text{Bi}; (n, d+n, pn')$ for $^{207}\text{Pb};$ and $^{206}\text{Pb} (n, 3n)$ ^{204}Pb were measured with neutrons (12-20) MeV. These reactions were identified with the activation method. There is a good agreement between the experimental data for (n, p) reaction and calculation in the framework of the exciton model. The influence of the magic number $Z = 82$ and $N = 126$ on the (n,p) reaction is discussed.

При описании ядерных реакций под действием частиц с энергией более 10 МэВ необходимо учитывать важную роль предравновесных процессов. Для этого создано несколько моделей предравновесного распада (МНР) [1]. Наиболее простой и удобной является экситонная модель.

Успешное описание энергетической зависимости сечения реакций (n,p) на ядрах с $Z \geq 48$ в рамках экситонной модели было выполнено в [2].

Оставалась неясной применимость этой модели, в которой ядро рассматривается как вырожденный бoльцмановский газ, к описанию реакций (n,p) на тяжелых магических ядрах. В связи с этим нами были выполнены измерения и расчеты энергетической зависимости сечения реакций (n,p) на изотопах свинца - 206, 208 и (n,p) и (n,d) на висмуте - 209 для нейтронов с энергией 12-20 МэВ. Измерения выполнены активационным методом. Методика измерений β и γ - активностей и учет возможных побочных реакций описаны в [3], а расчетов в [2]. Результаты измерений, а также теоретические зависимости сечений реакции σ_{pr} , отнормированные при $E_n=14,5$ МэВпо экспериментальным сечениям σ_0 , приведены на рис.1

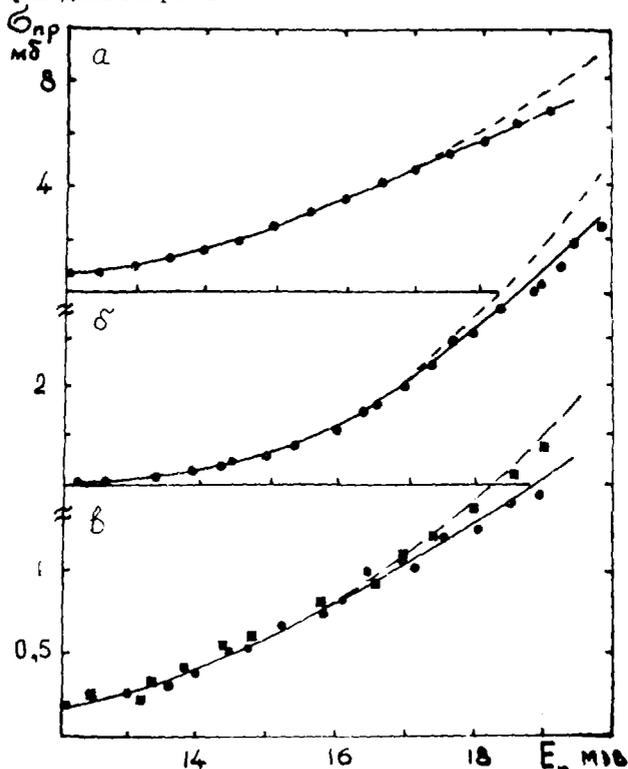


Рис.1. Функции возбуждения реакций : а) $^{206}\text{Pb}(n,p)$; б) $^{208}\text{Pb}(n,p)$; в) $^{209}\text{Bi}(n,p)$ - точки, $^{209}\text{Pb}(n,p)$ - квадраты

Сравнение σ_T (штрихованные линии на рис. I) с σ_3 показывает, что вплоть до $E_n = 18$ МэВ совпадение хорошее. При $E_n = 20$ МэВ σ_T превышает σ_3 на 10-30%. Расхождение расчета с экспериментом при $E_n > 18$ МэВ может быть связано с тем, что после вылета протона возможен вылет нейтрона. Результаты расчета, учитывающие такую возможность, приведены на рис. I в виде сплошных линий. Видно, что после учета $(n, p'n)$ расчет хорошо согласуется с экспериментом. Таким образом, экситонная модель применима и к тяжелым магическим ядрам.

Важным способом проверки МПР является сравнение абсолютных сечений реакций (n, p) , даваемых теорией и экспериментом. Эти данные для $E_n = 14,5$ МэВ приведены в таблице и взяты из [4,5]. Они позволяют также выяснить влияние заполненных протонных и нейтронных оболочек, как в составном, так и в остаточном ядре на абсолютные значения $\sigma(n, p)$

Изотоп	$\sigma_3, \text{мб}$	$\sigma_T, \text{мб}$	$\sigma_T^{\text{эксп}}, \text{мб}$
206	$2,0 \pm 0,4$	2,1	2,4
207	$1,5 \pm 0,3$	2,03	2,3
208	$0,5 \pm 0,1$	0,26	0,31
209	$0,66 \pm 0,1$	4,5	1,6

Как видно из таблицы (столбцы 2 и 3) σ_T для ^{208}Pb и ^{209}Bi значительно отличаются от σ_3 (для ^{209}Bi $\sigma_T/\sigma_3 \approx 7$). Согласие σ_T с σ_3 может быть улучшено при учете оболочечных эффектов. Энергетическая зависимость параметра плотности одночастичных уровней α может быть описана соотношением, содержащим оболочечную поправку δW к энергии основного состояния [6]:

$$\alpha(E) = \tilde{\alpha} \left[1 + f(E) \frac{\delta W}{E} \right], \quad (I)$$

где E - энергия возбуждения, $f(E)$ - функция, определяющая энергетическую зависимость параметра плотности уровней, $\tilde{\alpha}$ - асимптотическое значение параметра α , δW - разность энергий связи ядра, полученной из расчета в модели жидкой капли и ее экспериментальным значением [7]. Использовалась $f(E)$, рассчитанная в [8] для ^{208}Pb .

Значения $\sigma(n, p)$ с учетом энергетической зависимости параметра плотности приведены в последней колонке таблицы. Наблюдается удовлетворительное согласие для изотопов свинца и заметно худшее для ^{209}Bi . Это связано с тем, что в реакции $^{209}\text{Bi}(n, p)$ образуется остаточное ядро ^{209}Pb , магическое по протонам, у которого плотность

состояний в протонной оболочке меньше, чем дает формула (I), кроме того, она, по-видимому, недостаточно учитывает влияние индивидуальных свойств ядер на вид функции $f(E)$. Ф.е. мы приходим к выводу, что на величину $\sigma(n,p)$ сильно влияет магическое по протонам остаточное ядро, и этого влияния не обнаружено, когда в реакции $^{207}\text{Pb}(n,p)$ образуется остаточное ядро $^{207}\text{Tl}_{126}$ магическое по нейтронам.

С помощью экситонной модели получена энергетическая зависимость сечений реакций $^{207}\text{Pb}(n,d+n,n'p)$. Для этого измерена суммарная активность ^{207}Pb , включающая реакции (n,p) , (n,d) , (n,pi) , $(n,n'p)$, а также активность, связанная с изотопами $^{206}, ^{208}\text{Pb}$, присутствующими в образцах ^{207}Pb . После вычета этой примесной активности была вычтена рассчитанная по экситонной модели активность реакций $^{207}\text{Pb}(n,p+n,pi)$ и получена окончательная активность, связанная только с реакцией $^{207}\text{Pb}(n,d+n,n'p)$ [9]. Результаты измерений и расчетов приведены на рис.2.

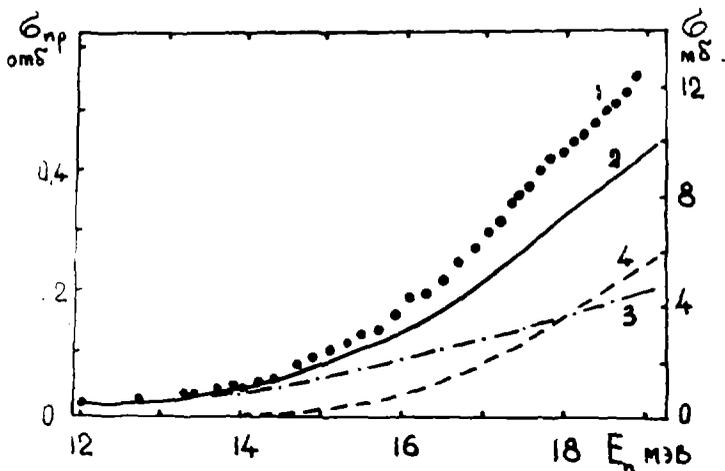


Рис.2. 1—Полная активность образцов. 2—Чистая активность ^{207}Pb . 3—Расчетная активность, от реакции $^{207}\text{Pb}(n,p+n,pi)$. 4—Активность $^{207}\text{Pb}(n,d+n,n'p)$

Из рис.2 (кривая 4) видно, что при $E_n > 18$ МэВ активность реакции ($n,d+n,p$) становится больше активности реакции ($n_p + n_p n$). Абсолютное значение сечения реакции ($nd + nnp$) отнормировано при $E_n = 14,5$ МэВ. Согласно [10] при этой энергии нейтронов $\sigma(n,d+n,p) = 0,1 \sigma_{np}$.

С помощью той же методики для $E_n = (12-20)$ МэВ измерена функция возбуждения реакции $^{209}\text{Bi}(n,d)$ рис.1 в $-(\text{квадраты})$. Сечение реакций отнормировано при $E_n = 14,5$ МэВ по $\sigma_{nd} = 0,52$ мб из [4]. Энергетическая зависимость сечения (n,d) была рассчитана по экситонной модели и практически совпадает с кривой, рассчитанной для реакции (n,p). В измеренном интервале энергий нейтронов оба сечения изменяются одинаково и примерно в 3 раза.

При измерении сечений реакции $^{206}\text{Pb}(n,p)$, в которой остаточное ядро является чистым β^- -излучателем, в области $E_n > 17$ МэВ была обнаружена β^- -активность, связанная с реакцией $^{206}\text{Pb}(n,3n)^{204m}\text{Pb}$. В этой реакции испускаются γ -лучи с энергией 0,37; 0,9 МэВ и конверсионные электроны. β^- -активность, связанная с этой реакцией, выделялась из полной активности разложением кривой радиоактивного распада на две компоненты (перепады полураспада активностей равны 4,2 и 67 мин).

Величина сечения этой реакции была отнормирована при энергии нейтронов $E_n = 18$ МэВ. Для этого одновременно облучались образцы ^{206}Pb и ^{208}Pb и сравнивались интенсивности γ -линий с $E_\gamma = 0,375$ МэВ, принадлежащей ^{204m}Pb и γ -линий с $E_\gamma = 0,583$ МэВ, связанной с реакцией $^{208}\text{Pb}(n,p)$, сечение которой нами было измерено ранее [5]. Сечение реакции $^{206}\text{Pb}(n,3n)^{204m}\text{Pb}$ при $E_n = 18$ МэВ оказалось равным $(2,4 \pm 0,6)$ мб. С ростом E_n сечение реакции быстро растет и достигает 40 мб при $E_n = 20$ МэВ.

Список литературы

1. Зейдель К., Зелигер Д., и др. 1976, ЭЧАЯ, вып.7 с.499.
2. Беловицкий Г.Е., И.Ф. 1977, т.25, с.527.
3. Беловицкий Г.Е., Пресняк О.С., Сухов Л.В. Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1978, № 2, с.23.
4. Handbook on nuclear activation production IAEA, Vienna, 1974.
5. Беловицкий Г.Е., Пресняк О.С., 1978, Нейтронная физика, ч.3, с.209.
6. Игнатюк А.В., Смиренин Г.Н., Тишин А.С., 1976, Я.Ф., т.21, с.23.
7. Myers W.D., Swiatecki W. Nucl. Phys., 1966, v.1, p.81.
8. Ильинов А.С., Черепанов Е.А. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0064, 1977.
9. Беловицкий Г.Е., Пресняк О.С. Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1980, № 11, с.44.
10. Barry D. Proc. Phys. Soc. 1959, v.74 p.632.
Gaim S.M. Report Zfk-410, 1980, p.14.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ γ -КВАНТОВ ИЗ РЕАКЦИИ
($n, n'\gamma$) НА ИЗОТОПАХ СВИНЦА

Б.М.Дзюба, Л.М.Лазарев, И.Н.Парамонова, М.В.Савин

Проведён анализ экспериментальных данных по угловым распределениям γ -квантов из реакции ($n, n'\gamma$) на чётных изотопах свинца путём сравнения с расчётами по статистической теории.

The experimental data analysis on angular distributions of γ -quanta from ($n, n'\gamma$) reaction on plumbum even isotopes by the comparison with calculations on statistic theory was done.

Проведены расчёты по статистической теории Хаузера-Фешбаха [1] с использованием формализма [2] угловых распределений γ -квантов при неупругом взаимодействии нейтронов. Вероятности угловых распределений

$$W(\theta) = 1 + \sum_{\nu} a_{2\nu} P_{2\nu}(\cos\theta) \quad (1)$$

сравниваются с экспериментальными данными. В тех случаях, когда γ -переход между двумя дискретными уровнями энергии ядра являлся смешанным, в расчёт вносился экспериментально полученный коэффициент смешивания σ^- :

$$\sigma^- = \langle I_{\uparrow} | M(\mathcal{J}) | I_{\downarrow} \rangle / \langle I_{\uparrow} | E(\mathcal{J}+1) | I_{\downarrow} \rangle, \quad (2)$$

где I_{\downarrow} , I_{\uparrow} - спины ядра в начальном и конечном состояниях, \mathcal{J} - мультипольность γ -перехода. В тех случаях, когда коэффициент σ^- был не известен, он находился из " σ^- -эллипса" [2]. Для расчётов коэффициентов проницаемости по оптической модели ядра параметры оптического потенциала для ядра ^{208}Pb были взяты из работы [3]. Эти же параметры были использованы и для остальных изотопов свинца, так как зависимость оптического потенциала от атомного числа A вносит изменение в угловые распределения γ -квантов в пределах $\pm 2\%$.

Свинец 208. На рис.1 сравниваются результаты расчётов с экспериментальными данными [4,5]. Для всех электромагнитных переходов наблюдается удовлетворительное согласие. На третьей сверху полосе представлен смешанный переход. Расчёт проведён для трёх значений $\sigma^- = 43,5; 0; 100$. Наилучшее согласие достигнуто для чистого M1-перехода ($\sigma^- = 100$). Значение $\sigma^- = 43,5$ взято из работы [6]. В таблице

сравниваются рассчитанные теоретически и экспериментальные данные $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ для γ -переходов при распаде высоковозбуждённых уровней. Там же приведены энергетические характеристики уровней, предполагаемые спины и чётности, энергии налетающих нейтронов и тип электромагнитного излучения.

Сравнение теоретических и экспериментальных параметров

Энергии уровней (кэВ)	σ (152°) / σ (90°)		Предполагаемые спины и чётности		E_n (МэВ)	Тип перехода
	эксперим.	теория	$\frac{5}{-}$	$\frac{6}{-}$		
5946	0,82±0,14	0,91	1^-	(1^-)	7	E1
5805	0,81±0,12	0,91	1^-	...	7	E1
5640	1,08±0,07	0,91	(1;2) $^-$	(1,2)	7	E1
5511	0,65±0,11	0,92	1^-	1^-	7	E1
5292	0,85±0,08	0,92	1^-	1^-	7	E1
4842	0,83±0,05	0,92	1^-	1	7;5,2	E1
4229	1,23±0,07	1,29(0,99)	2^-	(4) $^-$	5,2	(M2) ₀ 24% + (E2) ₁ 76%
4085	1,33±0,07	1,29	2^+	2^+	5,2	E2

Среди верхних шести уровней со спинами $1^{(-)}$ только два с энергиями $E_\gamma = 5640$ кэВ и 5511 кэВ дают экспериментальное значение выхода, отличающееся от теоретического. В случае $E_\gamma = 5640$ кэВ несогласие можно объяснить тем фактом, что рассматриваемый уровень является, по-видимому, дублетом подуровней со спинами 1 и 2. В предположении равновероятной заселённости обоих подуровней удаётся достичь согласия расчётов с экспериментом. Для уровня $E_\gamma = 5511$ кэВ экспериментальная ошибка, по-видимому, превышает указанную в работе [5]. Уровень $E_\gamma = 4229$ кэВ распадается в основное (M2-переход) и первое возбуждённое (M1 + E2 -переходы) состояния с вероятностями [5] соответственно 24% и 76%. Для достижения согласия расчётов с экспериментальными данными переход в первое возбуждённое состояние должен быть почти чистым E2, то есть $\sigma^- = 0$. Для этого же уровня в таблице в скобках рассчитан выход σ (152°) / σ (90°) в предположении, что спин уровня равен $4^{(-)}$. Очевидно, что это предположение противоречит эксперименту.

Свинец 206. Измерены угловые распределения γ -квантов для двух линий при энергии налетающих нейтронов $E_n = 2,9$ МэВ [7]. Угловое распределение для чистого E2-перехода из первого возбуждённого состоя-

ния 2^+ в основное 0^+ с энергией $E_\gamma = 803$ кэВ [6] удовлетворительно описывается теоретической кривой. (Рис.2, нижняя полоса). Сложнее обстоит дело с описанием углового распределения линии $E_\gamma = 538$ кэВ для смешанного $M1 + E2$ -перехода из третьего возбуждённого состояния 3^+ в первое 2^+ [6]. Расчёты проведены для чистых $M1$ ($\sigma = 100$) и $E2$ ($\sigma = 0$) переходов, а также рекомендованного в [6] значения $\sigma = -30$ (Рис.2, верхняя полоса). Теоретические кривые не описывают экспериментальные данные [7]. По методу наименьших квадратов с использованием экспериментальных данных для коэффициентов $d_{2\gamma}$ в угловом распределении (I) в работе [7] найдены были следующие значения: $d_2 = 0,029$; $d_4 = -0,36$. Однако, расчётный " σ -эллипс" лежит при значениях $d_4 > 0$. Поэтому найти значение σ по экспериментальным точкам не удастся. Можно предположить, что либо ошибки эксперимента занижены, либо спины и чётности соответствующих уровней ядра определены неверно.

Свинец 204. Угловые распределения γ -квантов измерены для двух линий: $E_\gamma = 899$ кэВ для чистого $E2$ -перехода из первого возбуждённого состояния 2^+ в основное 0^+ и энергий налетающего нейтрона $E_n = 1,037$ МэВ (нижняя полоса на рис.3) и $E_n = 1,23$ МэВ (средняя полоса рис.3), а также $E_\gamma = 919$ кэВ для перехода с II-го возбуждённого уровня 4^+ на первый 2^+ при $E_n = 3,1$ МэВ. Теоретический расчёт последнего проведён в предположении чистого $E2$ -перехода (верхняя полоса рис.3). Очевидно удовлетворительное согласие всех расчётных кривых с экспериментальными данными.

Из проведённого анализа видно, что расчёты по статистической теории в околomagической области ядер хорошо описывают экспериментальные данные по угловым распределениям γ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$ в широком диапазоне энергий нейтронов (1 - 14 МэВ).

Список литературы

1. Hauser W., Feshbach H. - *Phys.Rev.*, 1952, v.87, p.366.
2. Sheldon E., Van Patter D.M. - *Rev.Mod.Phys.*, 1966, v.38, p.143.
3. Fu C.Y., Perey F.G. - ORNL-4765, 1972.
4. Nellis D.O., Morgan I.L., Hudspeth E.L. - *Phys.Rev.*, 1974, v.C9, p. 1972. Bostrom N.A., Morgan I.L. - WADC-TR-5931, 1959.
Hallet E., Jensen R. - UCRI-5768, 1959.
5. Coope D.F., Hanly J.M., Tripathi S.N., McEllistrem M.T. - *Phys. Rev.*, 1979, v.C19, p.1179; Donahue D.J. *Phys.Rev.*, 1961, v.124, p.224.
6. Lewis M.B. - *Nucl.Data (Sheets)*, 1971, v.5B, p.243.
7. Boring Y.W., McEllistrem M.T. - *Phys.Rev.*, 1961, v.124, p.1531.
8. Smith D.L., Meadows J.W. - ANL-NDM-37 (1977).

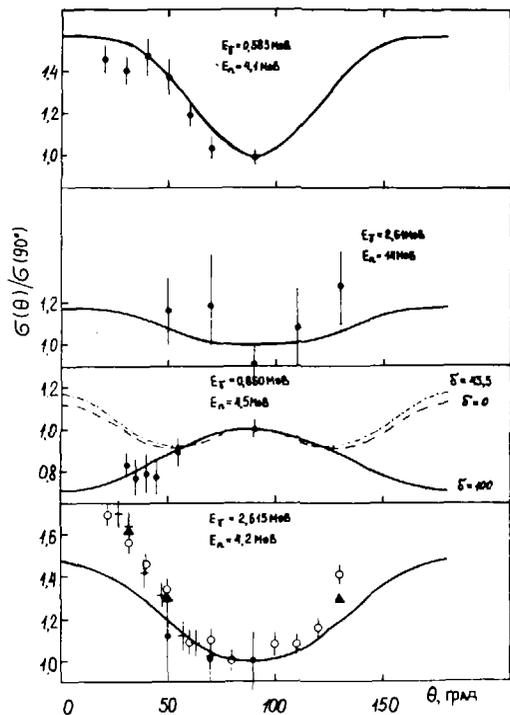


Рис.1 Угловые распределения γ -квантов ^{208}Pb :

● — эксп. [4, 5]
 — — — расчет, авт.

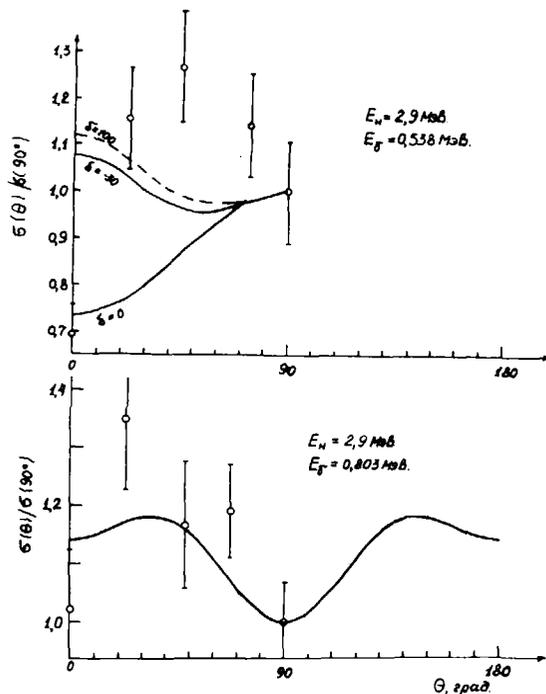


Рис.2 Угловые распределения γ -квантов ^{206}Pb :

○ — [7], — — — расчет, авт.

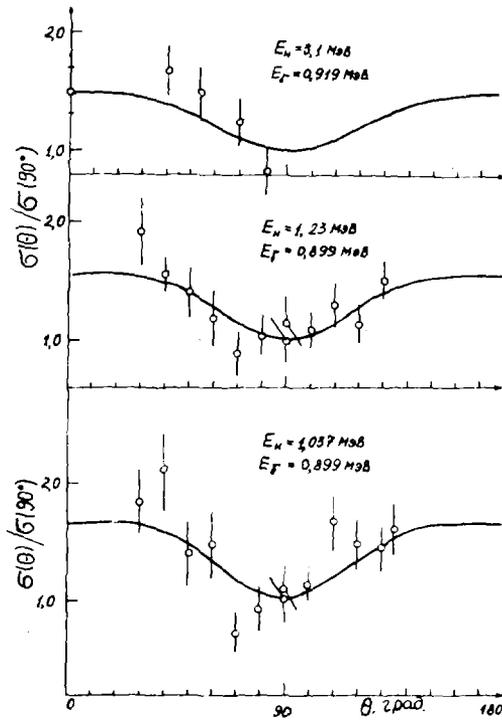


Рис.3 Угловые распределения γ -квантов ^{204}Pb :
 o - [8], — расчет, авт.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА
УГЛЕРОДЕ-12 ПРИ ЭНЕРГИИ 21 МэВ

Г.Н.Ловчикова, А.В.Поляков, О.А.Сальников
С.П.Симаков, С.Э.Сухих, А.М.Труфанов

(ФЭИ)

Д.Шмидт, Т.Штрайль

(Технический университет, г.Дрезден, ГДР).

Исследованы характеристики нейтронного потока с энергией 21 МэВ. Проведены измерения спектров рассеянных нейтронов на углеороде-12. Получено дифференциальное сечение упругого рассеяния.

Characteristics of neutron flux with energy 21 MeV are studied. Spectra of neutrons scattered from carbon-12 have been measured. Differential cross-section of elastic scattering are received.

В работе [1] было описано устройство газовой тритиевой мишени, которая на ускорителе ЭПТ-ЮМ дала возможность получать моноэнергетические нейтроны с легко варьируемой энергией в области 5-8 МэВ при значительно более интенсивном потоке по сравнению с твердой мишенью, что позволило исследовать процессы неупругого рассеяния нейтронов в этой области энергий на многих ядрах. Настоящая работа посвящена изучению возможности использования газовой тритиевой мишени как источника нейтронов с энергией ~20 МэВ для ядерно-физических исследований. В работе исследованы характеристики нейтронного потока, создаваемого в реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ в интересующем нас диапазоне энергий. Использование дейтронов в качестве бомбардирующих газовую тритиевую мишень частиц потребовало некоторых изменений в конструкции мишени, описанной в работе [1], т.к. эта реакция с точки зрения интенсивности фонового потока нейтронов хуже, чем реакция ${}^3\text{H}(p, n)$. Для уменьшения выхода фоновых нейтронов из реакции (d, n) на конструкционных материалах мишени входные окошки, между которыми цирку-

лирует охлаждающий поток галлия и отделяющий третий от вакуумной системы, сделаны из молибденовых фольг толщиной 7,9 и 14 мг/см². По этой же причине боковые поверхности ячейки, заполняемой тритием, и внутренние поверхности охлаждаемого объема, а так же обращенная к пучку дейтронов сторона ламелей выстланы слоем молибдена толщиной 60 мг/см². Две мишени было сделано из платины толщиной 580 мг/см².

Спектр нейтронов от газовой мишени под углом ноль градусов, измеренный методом времени пролета скитилляционным детектором, приведен на рис. I. На нем четко видны основная группа нейтронов из реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ и группы нейтронов из реакции (d, n) на других элементах. Спектры нейтронов (d, n) реакции на разных элементах в свою очередь накладываются на спектр, обусловленный нейтронами из реакции развала дейтона. Характеристики нейтронного потока приведены в таблице.

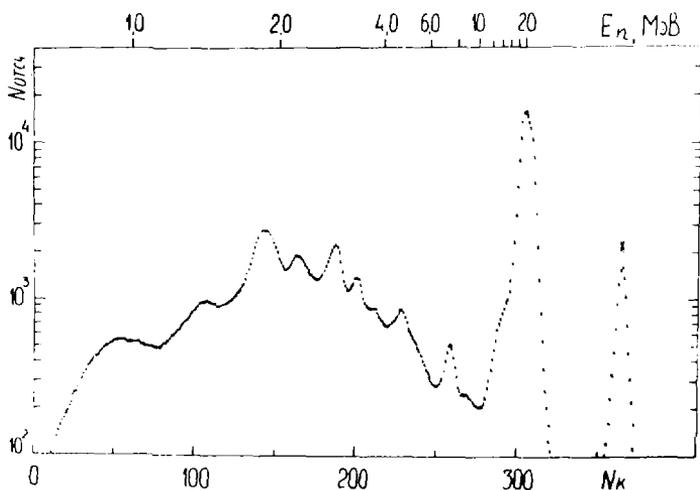


Рис. I. Аппаратурный спектр нейтронов из газовой тритиевой мишени, измеренный под углом 0° ($E_d = 5,54$ МэВ)

Измерения проведены на спектрометре нейтронов по времени пролета, описанном в работе [2].

Эффективность регистрации нейтронов детектором в области энергий от порога регистрации до 6 МэВ была получена измерением спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$, а для энергий больше 6 МэВ рассчитана методом Монте-Карло [3].

Абсолютные сечения получались нормировкой спектров рассеянных нейтронов под разными углами к спектру прямого потока, измеренного под углом ноль градусов. Этот метод подробно описан в работе [4].

Поправка на ослабление и многократное рассеяние нейтронов для образца из углерода-12, который был выполнен в виде полого цилиндра, с размерами: высота—45 мм; внутренний диаметр — 30 мм; внешний диаметр 45 мм и вес 66,9 г, рассчитана по программе [5].

Спектр рассеянных нейтронов под углом $\Theta = 45^\circ$ показан на рис.2. На спектре четко проявляется группа нейтронов, соответствующая упругому рассеянию, и в низкоэнергетической части спектра группы, соответствующие неупругому рассеянию нейтронов с возбуждением уровней ^{12}C . В сплошную часть спектра вносят вклад упругорассеянные нейтроны из реакции (d, n) на конструкционных материалах, что создает определенные трудности в обработке данных.

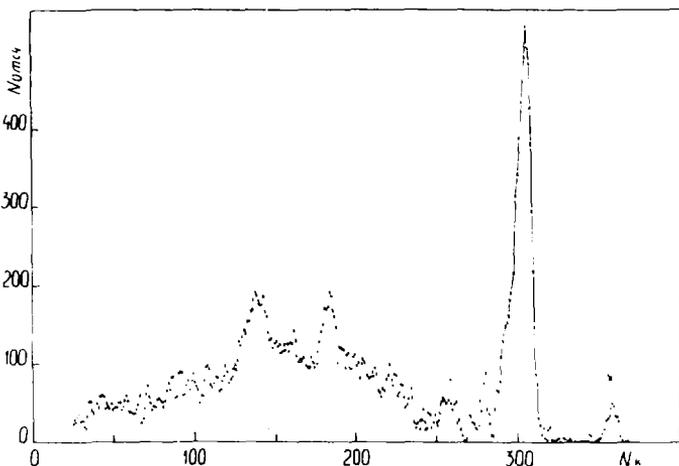


Рис.2. Аппаратурный спектр нейтронов, рассеянных на углероде-12 на угол 45°

В настоящей работе было получено суммарное сечение упругого и неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении уровня 4,44 МэВ, т.к. из-за недостаточного энергетического разрешения их не удалось разделить. На рис.3 приведены сечения упругого рассеяния нейтронов, полу-

Характеристики нейтронного потока, получаемого в реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ с использованием газовой мишени

1	Энергия нейтронов вылетающих под углом ноль градусов, МэВ	21,0
2	Выход нейтронов под 0° , в/ср мкК	$0,54 \cdot 10^8$
3	Энергия ускоренных дейтронов, МэВ	5,54
4	Сброс энергии дейтронов в фольгах и газе, МэВ	1,44
5	Среднеквадратичный угол расходимости дейтронного пучка, градус	5,2
6	Разброс энергии дейтронного пучка ускорителя, %	0,01
7	Неопределенность начальной энергии нейтронов, МэВ	0,2
8	Выход нейтронов из фоновых реакций к выходу из реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, %	85

чение в настоящей работе при $E_c = 21 \pm 0,1$ МэВ, в сравнении с данными работы [6] при $E_0 = 19,88$ МэВ и работы [7], где E_c менялась для каждого угла вылета нейтронов от 20,27 МэВ до 20,93 МэВ. Данные настоящей работы были получены путем вычитания из суммарных сечений упругого и неупругого рассеяния на уровне 4,44 МэВ сечений неупругого рассеяния на уровне 4,44 МэВ, взятых из работы [6]. Наблюдается удовлетворительное согласие результатов настоящей работы с данными работ [6,7].

Погрешности сечений, приведенные на рис.3, обусловлены условиями проведения эксперимента и методикой обработки результатов. Они определяются стабильностью работы аппаратуры, статистикой зарегистрированных событий, а так же погрешностями, связанными с переводом временных спектров в энергетические, нормировкой сечений по прямому потоку, с введением поправки на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце, с погрешностью отделения упругорассеянных нейтронов. На рис.3 приведены суммарные погрешности, которые составляют величину 12 ± 20 %.

Проведенное исследование показало, что при использовании газовой мишени в качестве источника нейтронов с энергией порядка 20 МэВ для исследования неупругого рассеяния нейтронов необходимо: увеличить пролетную базу по сравнению с существующей (2 метра) с тем, чтобы улучшить энергетическое разрешение для лучшего разделения упругорассеянных нейтронов от неупругорассеянных;

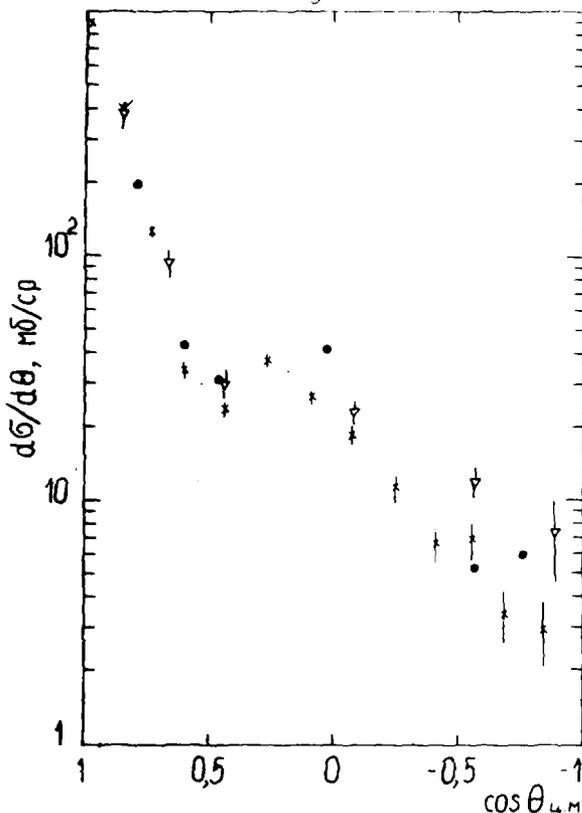


Рис.3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на угледе-12. Данные работ: ∇ - настоящая работа; x - [6]; \bullet - [7]

онизить поток нейтронов фона (по сравнению с потоком от основной реакции) за счет оптимизации конструкции мишени и выбора фольг.

Из проведенного исследования видно, что даже при существующих условиях возможно изучение спектров рассеянных нейтронов в области энергий от ~ 6 до ~ 20 МэВ.

Список литературы

1. Фетисов Н.И., Симмаков С.П. и др. ПТЭ, 1980, №6, с.22.
2. Труфанов А.М., Нестеренко Н.С. и др. ПТЭ, 1979, №2, с.50.
3. Чулков Л.В. Препринт ИАЭ-2594, М., 1975.
4. Симмаков С.П., Ловчикова Г.Р. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 4(39), с.7.
5. Engdorecht S.A. NIM, 1971, v.93, p.103.
6. Desoninck C. et al. Phys.Rev. /C, 1970, v.1, p.1326.
7. Harlov M.V. et al. Nucl.Phys., 1965, v.67, p.249.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ
ПО УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ НЕЙТРОНОВ (p, n) - РЕАКЦИИ

А.М. Труфанов, Г.Н. Ловчикова, О.А. Сальников, Н.Н. Титаренко

(ФЭИ)

Исследовано влияние параметров оптического потенциала на величину моментов инерции, определяемых из анализа угловых распределений продуктов ядерной реакции, а также проанализировано влияние нестатистических процессов.

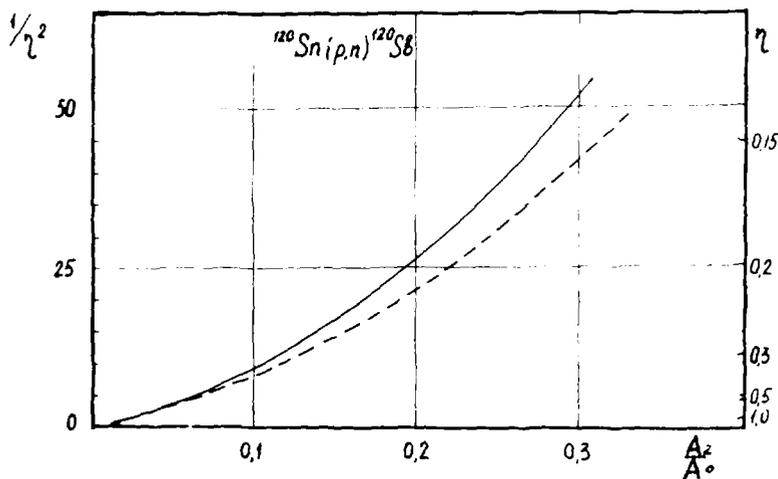
The influence of the optical potential parameters on the magnitude of the moments of inertia following from analysis of angular distributions of nuclear reaction products was determined. The influence of nonstatistical processes has been analysed.

В докладе [1] было показано, как из анализа угловых распределений нейтронов реакции (p, n) согласно существующим теоретическим представлениям были получены значения ζ - параметра спиновой зависимости плотности ядерных уровней как функции энергии возбуждения. Задаваясь модельными представлениями о связи ζ с моментом инерции были определены моменты инерции по модели ферми-газа и модели сверхпроводимости. Оказалось, что для исследованных ядер, начиная с массового числа $A \geq 100$, величины моментов инерции значительно меньше их твердотельного значения, т.е. меньше предсказываемых теорией. В связи с этим важно было проанализировать степень влияния различных эффектов на величину определяемого момента инерции.

В работе было проведено исследование чувствительности рассчитанных по статистической модели дифференциальных сечений (p, n) реакции к вариации основных феноменологических параметров, т.е. параметров оптического потенциала как во входном, так и в выходном канале. Параметры нейтронного оптического потенциала и плотности уровней были определены ранее для каждого исследуемого ядра по наилучшему описанию интегральных спектров нейтронов во всем рассматриваемом диапазоне. При этом на фоне рассчитываемых интегральных спектров практически не сказывалось влияние вариации параметров входного протонного канала. При расчёте же угловых распределений

продуктов (p, n) реакции возникла необходимость однозначного выбора параметров и во входном протонном канале, так как оказалось, что оптика входного канала влияет на форму углового распределения продуктов ядерной реакции, т.е. на глубину асимметрии углового распределения нейтронов, что, в свою очередь, сказывается на величине момента инерции.

Для количественной оценки этого проведены теоретические расчёты угловых распределений для одной и той же энергетической области вылетающих нейтронов ($E_n = 2 \div 3$ МэВ) для ряда ядер при разных наборах параметров оптического потенциала. Для протонов использовались глобальные параметры оптического потенциала, рекомендованные Бечетти Гринлисом [2] и Переем [3], а также индивидуальные, — для тех ядер, о которых имеются опубликованные данные. В качестве примера на рисунке представлена зависимость I/η^2 (где η — отношение найденного из экспериментальных данных значения момента инерции к его твёрдотельному значению) от отношения коэффициента анизотропии A_2/A_0 для двух таких наборов, используемых при расчёте угловых распределений нейтронов из реакции $^{119}\text{Sn}(p, n)^{120}\text{Sb}$.



Из него видно влияние оптики входного канала на величину отношения момента инерции к его твёрдотельному значению. Эти отклонения непо-

стоянны, зависят также от значения A_2/A_0 . При использовании двух указанных наборов оптического потенциала максимальный разброс значений η для исследованных ядер лежит в пределах 10%. Как показывает сравнение расчётных и экспериментальных значений полных сечений реакции (p, n) с теми же наборами параметров оптического потенциала, значение последних лежит внутри интервала крайних значений рассчитанных сечений, и поэтому истинная неопределённость значения η за счёт неопределённости в значениях параметров оптического потенциала ещё меньше. Разброс можно ещё уменьшить, используя индивидуальные наборы параметров для каждого из ядер. Использование различных наборов оптического потенциала для выходного - нейтронного канала (p, n) реакции показало, что это влияние на значение величины η значительно слабее, чем для входного канала.

Проведённые исследования также показали, что значительно более сильное влияние, чем выбор параметров оптики входного канала, на величину η оказывает выбор соответствующего значения спина ядра-мишени, что было не очень существенно при расчёте интегральных сечений.

Были проведены расчёты σ , а следовательно, и моментов инерции по приближённому выражению (3) [1] и по точным соотношениям Хаузера-Фешбаха [4] для тех ядер, для которых выполняется условие применимости выражения (3). Результаты оказались близкими. Кроме того, рисунок можно рассматривать как иллюстрацию расхождения расчётов по этим двум методам, так как из (3) следует линейная зависимость $1/\eta^2$ от A_2/A_0 . Это отклонение незначительно при больших σ , но с уменьшением σ это расхождение растёт и может достигать значительной величины.

Была исследована чувствительность извлекаемого момента инерции к величине анизотропии углового распределения. Для этого были проведены численные расчёты η с различными значениями коэффициента анизотропии A_2/A_0 для одного и того же энергетического интервала вылетающих нейтронов, чтобы увидеть, при каком же значении A_2/A_0 можно получить теоретическое значение момента инерции. Оказалось, что для получения твёрдотельного значения момента инерции необходимо практически убрать всю экспериментально наблюдаемую анизотропию, что значительно превосходит пределы погрешностей эксперимента. Кроме того, в других работах [6] также наблюдается анизотропия в угловом распределении.

Одним из объяснений значительно меньшего момента инерции по сравнению с твёрдотельным может быть неучтённая примесь неравновес-

ных процессов. Наблюдаемая асимметрия невелика, и поэтому даже незначительная примесь предравновесных процессов, имеющих такой же характер углового распределения, но с более резко выраженной асимметрией, может исказить результаты анализа. Но это нельзя утверждать с уверенностью, поскольку

- при обработке данных выбирались области энергий нейтронов, которые соответствовали максимальной энергии возбуждения, где вклад нестатистических процессов относительно мал, так как все нестатистические процессы, в том числе и предравновесный, дают максимальный вклад в высокоэнергетическую часть спектра нейтронов;
- наблюдается совпадение значений моментов инерции, определённых из угловых распределений разных реакций (p, n) и (n, n') для тех же изотопов; трудно ожидать, что вклад нестатистических процессов в разных реакциях одинаков;
- наблюдается совпадение значений моментов инерции ядер, определённых из данных для одной реакции (p, n) или (n, n') , но при разных энергиях налетающих частиц;
- имеет место одинаковая тенденция в поведении отношения моментов инерции к твёрдотельному значению в зависимости от атомного номера и в других работах [6] по анализу угловых распределений, но относящихся к другим реакциям и другой области энергий налетающих частиц.

Если допустить, однако, что имеется вклад в угловых распределениях от предравновесного процесса, то для получения твёрдотельного момента инерции, как следует из результатов численного расчёта, описанного выше, необходимо отнести практически всю наблюдаемую на эксперименте анизотропию (относительно 90°) за счёт предравновесных процессов, откуда следует, что равновесный процесс должен давать практически изотропное угловое распределение нейтронов для изученных в этой работе ядер. Но и в этом случае остаётся непонятным, почему для ряда ядер в районе $Zn - Nb$ без всяких предположений значение η близко к единице [1], хотя угловые распределения анизотропны. Помимо этого для вольфрама даже в предположении практически изотропного углового распределения момент инерции имеет величину, составляющую половину от его твёрдотельного значения.

Данные настоящей работы показывают, что никакими уточнениями расчёта: использованием для расчёта точного значения спина ядра-мишени, точной и полной структуры дискретных уровней, уточнением параметров оптического потенциала во входном и выходном канале, учётом различного рода поправок, влияющих на плотность уровней, нельзя

ли изменить основного результата, извлекаемого из анализа угловых распределений нейтронов из реакции (p, n) , — значительных меньших моментов инерции ряда ядер, чем это предсказывает теория. Остаётся открытым вопрос, является ли это следствием несовершенства наших теоретических представлений о моментах инерции возбуждённых ядер, либо это следствие неучтённого (и не выделенного) вклада нестатистических процессов в анализируемые угловые распределения.

Если принять последнее, то появляется инструмент для установления величины этого вклада: сравнение наблюдаемой экспериментально анизотропии с расчётной, использующей теоретическое значение момента инерции. Правда, для этого надо будет поднять точность измерений — в настоящее время этот эффект на пределе точности: даже если отнести всю анизотропию к неравновесным процессам (считая статистическую часть спектра полностью изотропной), получим оценку вклада этой компоненты $\leq 5\%$.

Неясно, однако, почему для ряда ядер полученные моменты инерции оказались близкими к теоретическим значениям без каких-либо предположений о нестатистических процессах.

Список литературы

1. А.М. Труфанов, Г.Н. Ловчикова и др. — См. наст. сб., с. 240–244.
2. F.D. Beechetti, G.W. Greenless. Phys. Rev. 1969, 182, 1190.
3. F.G. Perey. Phys. Rev. 1963, v.131, p.745.
4. Н.Н. Титаренко. Препринт ФЭИ-1260 (1982); Препринт ФЭИ-1230 (1981).
5. А.В. Игнатюк, В.П. Лунёв и др. Известия АН СССР, серия физическая, 39 (1975) 21.
6. Н.С. Вирюков, Б.В. Журавлёв и др. Препринт ZfK — 382, стр. 142, Дрезден, 1979.

МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

А.М. Груфанов, Г.Н. Ловчикова, О.А. Сальников, Н.Н. Титаренко

(ФЭИ)

Определены параметры спиновой зависимости плотности ядерных уровней и моменты инерции ядер из анализа угловых распределений нейтронов (p, n) – реакции.

The spin parameters dependence of the nuclear levels density and moments of inertia from analysis of the angle distribution of neutrons (p, n) reaction were determined.

Работа посвящена определению моментов инерции ядер в возбужденном состоянии. Один из методов их определения – использование связи с другими характеристиками ядра. Такой характеристикой может являться параметр спиновой зависимости ζ в выражении плотности ядерных уровней [1].

Сведения о ζ можно получить из симметричных относительно $\pi/2$ (в системе центра масс) угловых распределений частиц, испущенных компаунд-ядром. Связь между моментом инерции и параметром спиновой зависимости определяется выбором модели. По экспериментальным данным угловых распределений нейтронов из реакции (p, n) были найдены значения ζ , по которым, используя модель ферми-газа [1] и модель сверхпроводимости [2], определены моменты инерции многих ядер.

Значение ζ находилось путём подгонки теоретически рассчитанной кривой углового распределения к экспериментальной. Теоретические расчёты проводились по строгой формуле Хаузера-Фешбаха в предположении, что экспериментально полученные угловые распределения обусловлены только одним статистическим механизмом. Экспериментальные угловые распределения получали из энергетических спектров нейтронов (p, n) реакции при $E_p \leq 10$ МэВ. Так как сечения нестатистических процессов в этой области энергий ничтожно малы по сравнению с полным сечением – угловые распределения можно было использовать в широкой области энергий вылетающих нейтронов.

Процедура получения ζ , a , следовательно, и моментов инерции заключалась в сравнении коэффициентов анизотропии A_2/A_0 , получен-

ных из описания дифференциальных сечений как экспериментальных, так и теоретических при разложении в ряд по полиномам Лежандра [3]. Значения коэффициентов анизотропии для некоторых ядер показаны на рис. 1. Каждая из точек отнесена к средней энергии возбуждения для данного энергетического интервала вылетающих нейтронов. Плавные кривые проведены через значения A_2/A_0 , соответствующие теоретически рассчитанным угловым распределениям при разных значениях ζ .

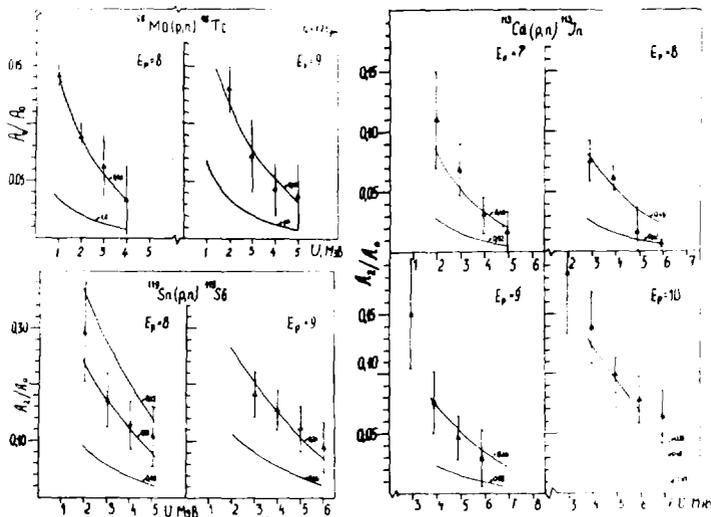


Рис. 1. Значения коэффициентов анизотропии в зависимости от энергии возбуждения для ряда ядер
Значение ζ задавалось соотношением [4]

$$\zeta^2 = \frac{7t}{7_{TB}} = 0,009568 \eta \sqrt{U^2/a} \tau_0^2 A^{5/3}.$$

При определении ζ непосредственно варьировалось значение $\eta = \frac{7}{7_{TB}}$. На рис. 2 приведены экспериментально найденные значения ζ для различных интервалов энергии возбуждения для нескольких ядер. Проведённые кривые рассчитаны по модели ферми-газа с оптимальными значениями $\eta \tau_0$ (плавная кривая) и в модели сверхтекуче-

чего ядра с $\eta = \eta_{кр.}$ (штриховая, см.таблицу).

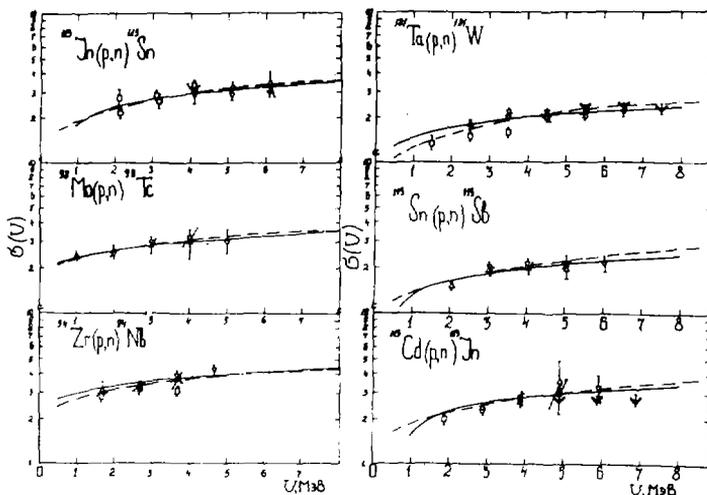


Рис. 2. Параметр спиновой зависимости как функция энергии возбуждения

Результаты определения моментов инерции, проведённого по модели ферми-газа, а также в рамках модели сверхпроводимости приведены в таблице. Моменты инерции $\mathcal{I}_{кр.}$ по модели сверхпроводимости определялись согласно выражению [2]

$$\mathcal{I}_{БШ}(U) = g \langle m^2 \rangle \frac{t_c}{t} \frac{U}{U_{кр.}} = \mathcal{I}_{кр.} \frac{t_c}{t} \frac{U}{U_{кр.}}$$

Разница между η_{Φ_2} и $\eta_{кр.}$ обусловлена существованием парных корреляций. Учёт их приводит к увеличению η , но для большинства ядер - незначительному. Рассчитанные значения $\mathcal{I}(U)_{БШ}$ по модели сверхпроводимости для определённых энергетических интервалов показаны на рис. 3 для ряда ядер. Плавные кривые - оптимальное описание экспериментальных точек при $\eta = \eta_{кр.}$.

Эффекты, связанные с уменьшением момента инерции из-за влияния оболочек, были оценены согласно работе [5]. Учёт их привёл к пренебрежимо малому изменению момента инерции в исследуемой области

Расчетные значения моментов инерции

Элемент	$U_{\min} \div U_{\max}$, мэВ	Модель ферми-газа			Модель сверхпроводимости			$\frac{a(U_{cp})}{\bar{a}}$
		a , мэВ ⁻¹	Δ , мэВ	$\eta_{\Phi 2}$	Δ_0 , мэВ	$U_{кр}$, мэВ	$\eta_{кр}$	
⁸⁰ Zn	1,7 + 5,7	10,7	- 0,4	1,00 ± 0,24	12/√A	7,4	1,00 ± 0,25	1,03
⁹⁴ Nb	1,2 + 5,2	11,39	- 0,7	0,77 ± 0,12	"	4,1	0,78 ± 0,13	0,98
⁹⁵ Tc	1,5 + 5,5	11,75	- 0,9	0,55 ± 0,08	"	5,4	0,84 ± 0,13	0,90
⁹⁸ Tc	0,5 + 5,0	11,9	- 0,75	0,46 ± 0,05	"	4,1	0,52 ± 0,05	1,03
¹⁰⁹ Cd	1,9 + 7,0	15,1	- 0,2	0,48 ± 0,08	"	6,5	0,63 ± 0,11	1,02
¹¹³ In	1,4 + 7,4	18,25	+ 0,7	0,47 ± 0,09	1,38	9,6	0,59 ± 0,12	1,04
¹¹⁵ Sn	1,6 + 6,6	14,0	+ 0,47	0,42 ± 0,05	1,18	4,9	0,45 ± 0,06	0,98
¹¹⁷ Sb	1,3 + 5,4	20,0	+ 0,5	0,30 ± 0,12	1,39	10,8	0,42 ± 0,06	1,03
¹¹⁹ Sb	1,5 + 6,6	18,6	+ 0,36	0,21 ± 0,02	1,31	8,8	0,27 ± 0,03	1,03
¹²⁰ Sb	1,5 + 4,5	16,8	- 0,5	0,31 ± 0,05	1,18	5,02	0,32 ± 0,03	
¹²² Sb	1,5 + 5,5	16,3	- 0,54	0,21 ± 0,02	1,19	4,9	0,24 ± 0,03	1,08
¹⁸¹ W	1,0 + 8,0	20,3	- 0,25	0,10 ± 0,02	12/√A	5,2	0,13 ± 0,03	0,84

Примечания: 1. Погрешность определения $a \pm 5\%$. 2. Значения $U_{кр}$ приведены с учётом поправки на чётно-нечётные эффекты. 3. \bar{a} - асимптотическое значение параметра плотности ядерных уровней при высокой энергии возбуждения.

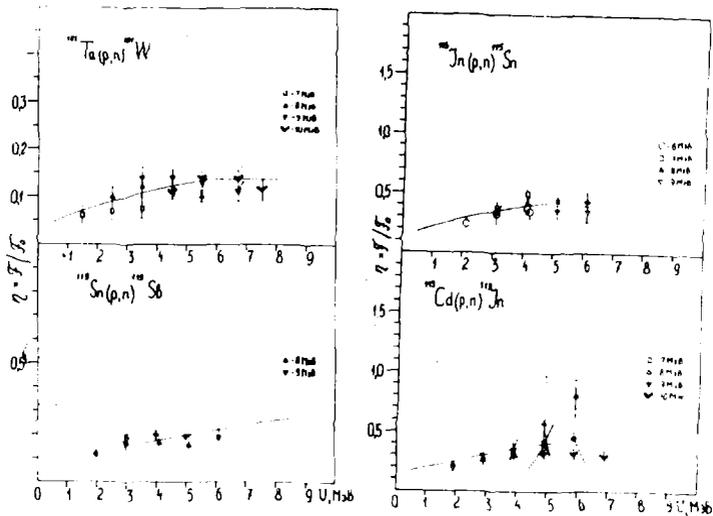


Рис. 3. Зависимость $\eta_{\text{впл}}$ от энергии возбуждения для некоторых ядер

энергии возбуждения.

Полученные значения моментов инерции как в модели ферми-газа, так и в модели сверхпроводимости для ряда ядер значительно меньше предсказываемых. Это уменьшение по сравнению с теоретически предсказанным тем сильнее, чем больше массовое число. Возможное влияние различных эффектов при определении моментов инерции будет рассмотрено в следующем докладе.

Список литературы

1. А.В. Игнатьев, В.С. Ставинский, Ю.Н. Шубин. NUCLEAR DATA FOR REACTORS, IAEA, VIENNA, 2(1976)885.
2. А.В. Игнатьев, Ю.Н. Шубин. Известия АН СССР, серия физическая, 37(1973)1947.
3. Г.В. Котельникова, Г.Н. Ловчикова и др. Ядерная физика, 31(1980)1127.
4. Н.Н. Титаренко. Препринт ФФИ-1260, 1982 г.
5. А.В. Игнатьев, М.Г. Иткис, В.Н. Околович и др., Ядерная физика, 21(1975)1195.
А.В. Игнатьев, В.А. Истеков, Л.Н. Смиринкин. Ядерная физика, 29(1979)875.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
РЕАКЦИИ (n, t) С РАССЧИТАННЫМИ ПО ФУНКЦИЯМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Э.Т.Бёди

(Институт экспериментальной физики
Университета им.Л.Козута, Дебрецен, ВНР)

К.Михай

(Технический университет, Будапешт, ВНР)

Представлены результаты сравнительного анализа сечений реакции $^{27}Al(n, t)$. Анализ показал, что рассчитанные величины по аналитическому выражению функции возбуждения, полученному авторами, хорошо согласуются с результатами эксперимента и значительно расходятся с оцененными данными библиотеки ENDF/B-IV.

A compilation and evaluation program was performed formerly on (n,t)-cross section data. In the frame of this program the (n,t) excitation functions were constructed on the basis of experimental values. Now some of this excitation function have been checked by calculating the averaged cross-section values and then by comparing them to the experimental data of Heinrich and Tanner /3/. It has been found that the agreement is very good in the case of $^{27}Al(n, t)$ and that the ENDF/B-IV file $^{27}Al(n, t)$ data are not correct.

В рамках программы работ по оценке и уточнению экспериментальных ядерных данных были проанализированы сечения реакции (n, t). Результаты анализа приведены в раб. [1,2].

В исследованиях установлено, что измеренные функции возбуждения хорошо описываются следующей формулой:

$$\sigma(E_n) = e^{ax^2 + bx + c}, \quad (I)$$

где a, b, c - параметры подгонки (см. их величины в раб. [2]).
Для x можно написать выражение

$$x = \frac{I}{\left(\frac{A}{A+I} E_n + Q \right)^{1/2}}, \quad \text{где}$$

E - энергия бомбардирующих нейтронов в лаб. системе,

A - массовое число,

Q - энергия реакции в системе центра масс.

Для проверки аналитического выражения (I) авторы провели срав-

нение рассчитанного с использованием функций возбуждения (1) эффективного интегрального сечения $\sigma_{\text{эф}}$ реакции (n, t) с экспериментальными данными Гейнриха-Таннера [3]. Значения $\sigma_{\text{эф}}$ можно определить из выражения (2):

$$\sigma_{\text{эф}} = \int_0^{\infty} \tilde{\sigma}(E) S(E) dE, \quad (2)$$

где $\tilde{\sigma}(E)$ - функция возбуждения,
 $S(E)$ - спектр нейтронов, нормированный на единицу.

Сечения в раб. [3] получены на спектре деления урана-235 тепловыми нейтронами, который хорошо описывается выражением (3) из раб. [4,5]:

$$S(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi T}} \cdot e^{-E} \cdot \text{sh}\sqrt{2E}, \quad (3)$$

где E в МэВ.

Отметим, что сравнение экспериментальных и расчетных данных оказалось возможным только для тех ядер (^{27}Al , ^{55}Mn , ^{57}Co , ^{58}Ni), для которых авторы работы [3] опубликовали результаты измерений, а также для которых были найдены экспериментальные функции возбуждения из других работ в ходе анализа совокупной информации. Для ^{27}Al наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных сечений - в раб. [3] получено $\sigma_{\text{эф}} = 0.26 \pm 0.04 \mu\text{б}$, по нашим расчетам $\sigma_{\text{эф}} = 0.30 \pm 0.03 \mu\text{б}$. Сравнение экспериментальных и оцененных (END F/B-IV) данных показано на рисунке. Значение $\sigma_{\text{эф}}$, полученное с использованием функций возбуждения из END F/B-IV, в 3 раза отличается от экспериментального [3], что, по-видимому, указывает на ошибочность оцененных данных для реакции (n, t) на Al из цитируемой библиотеки.

В отношении других ядер не сделано конкретных выводов, потому что в литературе ощущается нехватка информации по функциям возбуждения, а экспериментальные результаты в раб. [3] представлены лишь в виде минимальных и максимальных пределов.

Список литературы

1. Z.T.Bödy, F.Ссерпак, J.Сзикай, S.Sudar and K.Mihaly: Measurement and evaluation of (n, t) cross sections. Int.Conf. on Nuclear Data for Sci. and Techn. Sept. 6-10 /1982/ Antwerp. Proc. ed.by K.Z.Bockhoff, 1983. ECSC, EAEC. Brussels and Luxembourg, pp.368 - 370.

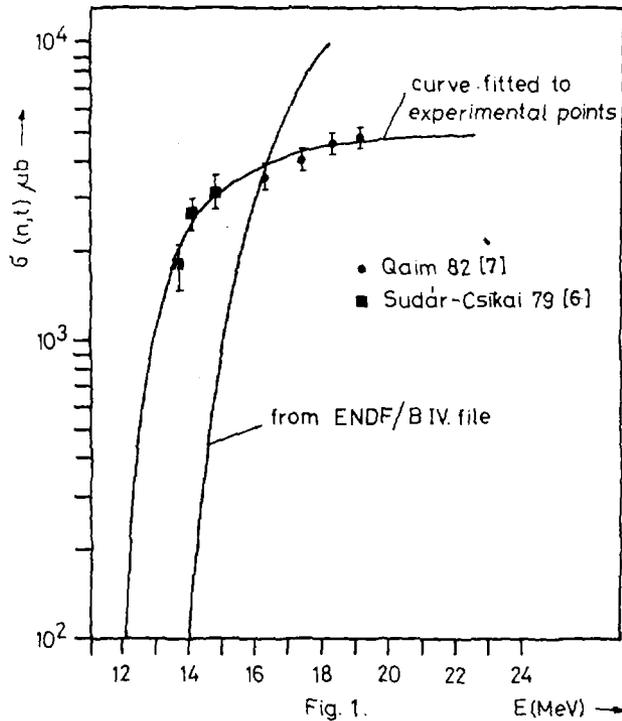


Fig. 1.
The cross section of $^{27}\text{Al}(n,t)$ -reaction

2. Z.T.Bödy and K.Mihaly: Compilation and evaluation of $/n,t/$ -cross sections. XII. Int. Sump.on Nuclear Phys.Nov. 22-26 /1982/ Gaussig DDR, Rep. ZFK-491 /1982/ 200-203.
3. F.Heinrich and F.Tanner: Helvetia Phys.Acta 36 /1963/ 298.
4. D.L.Hill: Phys.Rev. 87 /1952/ 1034.
5. B.E.Watt: Phys.Rev. 87 /1952/ 1037.
6. S.Sudar, J.Csikai: Nucl. Phys. A 319 /1979/ 157.
7. S.M.Qaim: Phys.Rev. C 25 /1982/ 203.

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ
В МОДЕЛИ ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

К. Сайлер

(Институт экспериментальной физики,
Университет им.Л.Копута,
Дебрецен, ВНР)

Д.Клуге

(Центральный институт физических исследований АН ВНР)

A computer program has been developed for the description of fast neutron reactions on nuclei in the framework of the intranuclear cascade model, making use of the weight-function method in the direct numerical limitation of the nuclear process. Preliminary calculations were performed for the energy distributions of the emitted neutrons in fast neutron reactions as well as excitation functions of the (n,n') and $(n,2n)$ reactions on the ^{127}I , ^{181}Ta and ^{197}Au target-nuclei at neutron energies from 8 to 14 MeV.

Создана программа, в которой применяется метод весовых функций в ходе прямого моделирования к описанию нуклон-ядерных реакций на основе модели внутриядерного каскада. Проведены предварительные расчеты энергетических распределений нейтронов, испускаемых в реакциях быстрых нейтронов с ядрами-мишенями ^{127}I , ^{181}Ta и ^{197}Au , а также функций возбуждения реакций (n, n') и $(n, 2n)$ на этих же ядрах при энергиях падающего нейтрона от 8 до 15 МэВ.

Для описания энергетических спектров испускаемых частиц в нуклон-ядерных реакциях, а также в реакциях с тяжелыми ионами модель внутриядерного каскада является одной из наиболее часто применяемых моделей из-за своей наглядности и простоты расчетов, проведенных по этой модели. В работах [1,2] модель внутриядерного каскада успешно применялась к описанию нуклон-ядерных реакций и при низких энергиях (порядка десятков Мэв). В ходе прямого моделирования реакций по методу Монте-Карло был использован метод весовых функций с целью ускорения счета. В то же время применимость модели внутриядерного каскада к нуклон-ядерным реакциям при энер-

гиях нуклонов порядка 10 Мэв является спорным вопросом [3], ответ на который может быть дан только путем сравнения расчетов по модели внутриядерного каскада с экспериментальными данными в широком диапазоне массовых чисел ядер-мишеней и энергий падающих нуклонов.

С дальнейшей целью изучения применимости модели внутриядерного каскада к описанию процесса распада составной системы, образывающейся в нейтрон-ядерных реакциях при энергиях нейтронов порядка 10 Мэв, разработана программа для микроскопического расчета энергетических распределений испускаемых нуклонов методом весовых функций в ходе прямого моделирования. Программа позволяет отдельно проследить реакции, ведущие к различным выходным каналам, и учитывает конкуренцию испускания нейтронов, протонов, дейтонов, ядер трития и гелия-3, альфа-частиц и фотонов. В расчетах используется плотность уровней составного ядра в термодинамическом равновесии, учитывающая влияние корреляционных эффектов сверхпроводящего типа и когерентных эффектов коллективной природы на статистические свойства ядер [4].

Предполагается, что распад составной системы происходит независимо от ее образования, т.е. дифференциальное сечение испускания частицы j -того типа с энергией ϵ_j в i -том канале

$$\frac{d\sigma_{(i)}}{d\epsilon_j} = \sigma_c P_{(i)j} \quad (1)$$

представляется в виде произведения сечения образования σ_c составной системы на вероятность $P_{(i)j}$ ее распада в i -тый канал с испусканием частицы j -того типа с энергией ϵ_j . Ве-

роятность P_{ω_j} определялась методом весовых функций в ходе прямого моделирования процесса.

В первоначальной стадии реакции создается составное состояние, содержащее одну частицу над уровнем Ферми. Если происходит неупругий ядерный процесс, то образуется состояние с двумя частицами и одной дыркой, т.е. с $n_0=3$ экситонами. За счет остаточного взаимодействия между частицами и дырками составная система может перейти из любой конфигурации частиц и дырок в другие частично-дырочные конфигурации с изменением числа экситонов на $\Delta n = 0, \pm 2$ с вероятностью λ_0 и λ_{\pm} , соответственно, за единицу времени [5]. В начальном этапе процесса $\lambda_+ \gg \lambda_-$, поэтому система достигает все более сложных конфигураций, приближаясь к термодинамическому равновесию. Когда число экситонов достигает значения, для которого $\lambda_+ = \lambda_-$, считается что наступило равновесие. Составная система в любом предравновесном, а также в равновесном состояниях может испускать различные частицы /в том числе и фотонов/ в зависимости от ее энергии возбуждения с вероятностью Γ_j за единицу времени для частиц j -того типа.

Следуя методу прямого моделирования, программа предельно увеличивает большое число испытаний. При каждом испытании сначала устанавливается начальное состояние составной системы с двухчастично-однодырочной конфигурацией, характеризуемой числом экситонов $n_0=3$. В ходе протекания испытаний программа непосредственно генерирует последовательные состояния составной системы, характеризуемые ее массовым числом, зарядом, энергией возбуждения, а в предравновесных состояниях также числом экситонов. С помощью случайных чисел решается в каждом этапе

процесса, как система развивается дальше, осуществляется ли переход к другой частично-дырочной конфигурации без испускания частиц или же происходит испускание частицы какого-то типа. В последнем случае вычисляется нормированное на единицу энергетическое распределение $\lambda_j(\epsilon_j)$ испущенных частиц данного типа. Проследение развитием системы в испытаниях прекращается, когда испускание нейтронов становится энергетически невозможным. Согласно методу весовых функций, образуется сумма распределений $\lambda_j(\epsilon_j)$ по всем этапам данного испытания, а затем также по испытаниям, выходящим в i -тый канал, или по всем испытаниям. Разделив полученные таким образом суммы распределений на число испытаний, получают, соответственно, вероятность P_{ω_j} и вероятность испускания частицы типа j с энергией ϵ_j в неупругих процессах

$$P_j = \sum_{\omega} P_{\omega_j} \quad (2)$$

где суммирование проведено по всем открытым каналам. Вероятности P_j соответствует дифференциальное сечение испускания частиц j -того типа с энергией ϵ_j :

$$\frac{d\sigma_n}{d\epsilon_j} = \sigma_c P_j \quad (3)$$

Вероятности переходов λ_0 и λ_{\pm} составной системы в другие частично-дырочные конфигурации вычисляются следующим образом. Отношения λ_0/λ_{+} и λ_{-}/λ_{+} определяются с помощью формул, приведенных в [5], как отношения чисел возможных конечных состояний при столкновениях экситонов. Вероятность перехода с изменением числа экситонов $\Delta n = +2$ оцени-

вается как отношение средней относительной скорости \bar{v} экситонов и нуклонов под поверхностью Ферми к длине свободного пробега ℓ - экситона (нуклона) в ядерной материи [6]:

$$\lambda_j = \bar{v}/\ell = \rho_0 \bar{\sigma} \bar{v} / \kappa, \quad (4)$$

где ρ_0 - плотность нуклонов в ядре, $\bar{\sigma}$ - усредненное по изоспиновым состояниям сечение нуклон-нуклонного рассеяния, учитывающее принцип Паули [7,8]. В формуле (4) введен также подгочный параметр κ , подчеркивающий ее оценочный характер.

Вероятности Γ_j - испускания частиц типа j за единицу времени вычисляются с предположением статистического равновесия между составной системой и "паром" испущенных частиц [9]. Сечения обратного процесса, т.е. сечения поглощения частиц типа j с энергией ϵ_j ядром-остатком, вычисляются с помощью полувэмпирической формулы, предложенной в [10]. В качестве вероятности Γ_γ - испускания фотонов за единицу времени берется за основу оценка Вайскопфа [11], учитываются только дипольные и квадрупольные электромагнитные переходы. Для учета замедления гамма-распада составной системы за счет остаточного взаимодействия между нуклонами введен фактор задержки F электрических переходов в качестве другого подгочного параметра модели.

Для расчетов используется плотность состояний составного ядра в термодинамическом равновесии, приведенная в [4], учитывающая парную корреляцию нуклонов сверхпроводящего типа и коллективные возбуждения ядер. Параметр плотности α определяется с учетом оболочечных поправок [12]. Плотность предравновесных состояний составной системы с заданным числом экс-

тонов берется из литературы [13]. Выступающая в ее выражении плотность однонуклонных состояний определяется в соответствии с параметром плотности a , как $g = 6a/\pi^2$.

Предварительные расчеты были проведены для энергетических распределений испущенных из составных ядер ^{128}Zr , ^{182}Ta и ^{198}Au нейтронов при энергии падающих нейтронов $E_n = 14,6\text{Мэв}$ для различных значений параметров κ и F (рис.1). Расчеты показывают, что с уменьшением параметра κ от 1 до 0,1 сильно нарастает испускание нейтронов из составного ядра в термодинамическом равновесии. В то же время рассчитанные энергетические распределения испущенных в нейтрон-ядерных реакциях нейтронов относительно слабо зависят от параметра задержки F гамма-переходов в интервале его значений от 10^{-2} до 10^{-5} .

Были рассчитаны также функции возбуждения реакции (n, n') и $(n, 2n)$ на ядрах ^{127}Zr , ^{181}Ta и ^{197}Au при энергиях падающего нейтрона от 8 до 15 Мэв для различных значений параметров модели (рис.2). Следует отметить сильную чувствительность поведения функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ у порога реакций к обоим параметрам модели. Такая же сильная зависимость от этих параметров проявляется в поведении отношения сечений $\sigma_{n, 2n} / \sigma_{n, n'}$ (рис.3).

Ведется работа, чтобы выяснить, возможно ли путем подбора подходящих значений параметров модели добиться согласия теории с экспериментом при энергиях падающих нейтронов порядка 10 Мэв в случае тяжелых неделящихся ядер-мишеней.

Авторы выражают благодарность профессорам И.Чикаи и И.Зимани за поддержку работы.

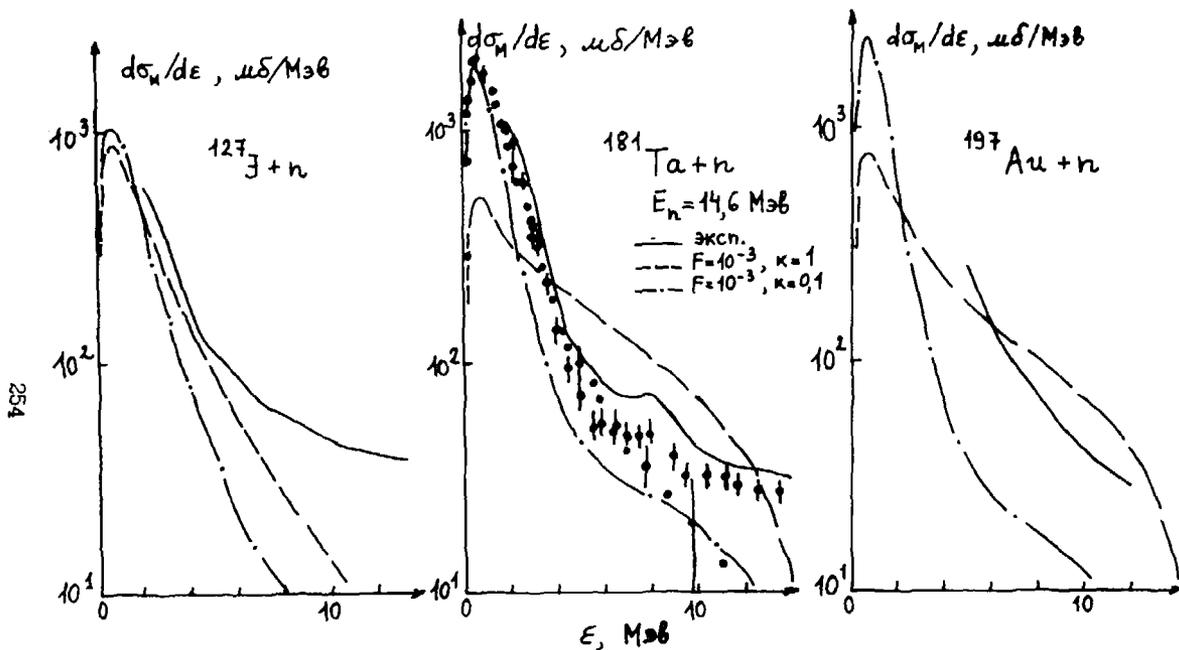


Рис.1. Дифференциальное сечение испускания нейтронов при энергии 14,6 Мэв падающих нейтронов в зависимости от энергии испущенных нейтронов. (Экспериментальные данные взяты из [14], экспериментальные кривые рассчитаны на основе данных из [15].)

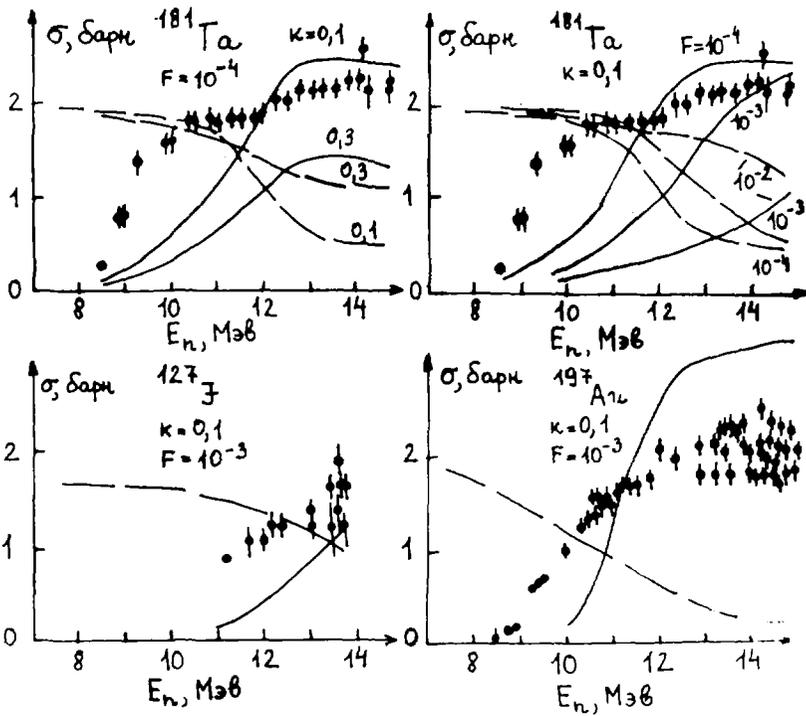


Рис.2. Расчетные кривые функций возбуждения реакций (n,n') и $(n,2n)$ и экспериментальные данные [14,16] для функций возбуждения реакций $(n,2n)$

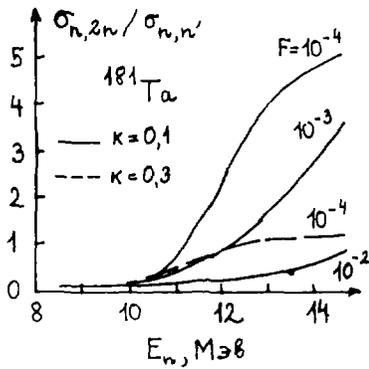


Рис.3. Отношение сечений реакции $(n, 2n)$ к сечениям реакций (n,n) в зависимости от энергии падающих нейтронов

Список литературы

- [1] К.К.Гудима, Г.А.Ососков, В.Д.Тонеев, Препринт ОИЯИ Р4-7821 (1974).
- [2] С.Г.Машник, В.Д.Тонеев, Препринт ОИЯИ Р4-8417 (1975).
- [3] V.E.Vunakov, Proc. of the Course on Nuclear Theory for Applications, IAEA-SMR-43, International Centre for Theoretical Physics, Trieste, 1980, 255.
- [4] А.В.Игнатик, К.К.Истеков, Г.Н.Смиренин, ЯФ29(1979), вып.4, 875.
- [5] F.C.Williams, Jr., Phys. Lett. 31B/1970/, 184.
- [6] M.Blann, Phys. Rev. Lett. 27/1971/, 337.
- [7] N.Metropolis, R.Bivins, M.Storm, J.M.Miller, G.Friedlander, A.Turkevich, Phys. Rev. 110/1958/, 185, 204; 166/1968/, 949.
- [8] G.M.Braga-Marcazzan, E.Gadioli-Erba, L.Milazzo-Colli, P.G.Sona, Phys. Rev. 66/1972/, 1398.
- [9] V.F.Weisskopf, Phys. Rev. 52/1937/, 295.
- [10] I.Dostrovsky, Z.Fraenkel, G.Friedlander, Phys. Rev. 116A/1959/, 683.
- [11] J.M.Blatt, V.F.Weisskopf, Theoretische Kernphysik, Leipzig, Teubner, 1959.
- [12] W.D.Myers, W.J.Swiatecki, UCRL-11980, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, California, 1965.
- [13] T.E.Ericson, Advances in Phys. 9/1960/, 425.
- [14] В.М.Бычков, В.Н.Манохин, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин, Вопросы атомной науки и техники. Ядерные константы, вып. I(32), 1979, 27.

- [15] D.Hermsdorf, A.Meister, S.Sassonoff, D.Seeliger,
K.Seidel, F.Shalin, Zentralinstitut für Kernforschung,
Rossendorf bei Dresden, ZfK-277/Ü/, 1975.
- [16] В.М.Бычков, В.Н.Манохин, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин,
Вопросы атомной науки и техники. Ядерные константы,
вып.4(35), 1979, 21.

СПЕКТР ВТОРЫХ НЕЙТРОНОВ И СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $(n,2n)$ НА НИОБИИ

А. А. Лычагин, В. А. Виноградов, О. Т. Грудневич, Б. В. Девкин, Г. Н. Котельникова,
В. И. Пляския, О. А. Сальников.

(ФЗИ)

Проведен анализ результатов измерений спектров эмиссии нейтронов из ниобия-93 при энергии падающих нейтронов 14 МэВ. Получен спектр второго нейтрона и сечение реакции $n,2n$.

The results measurements of the neutron spectra at the incident neutron energy 14 MeV emitted from niobium-93 were analyzed. The second neutron spectrum and $(n,2n)$ cross-section obtain.

В настоящей работе представлены результаты измерения и обработки спектров эмиссии нейтронов из ядер ниобия. Был использован метод времени пролета. Начальная энергия нейтронов составляла 14 МэВ. Для того, чтобы получить хорошее разрешение в высокоэнергетической части, низкий энергетический порог и хорошую статистическую точность в низкоэнергетической части спектра, измерения проводились на двух пролетных базах. На пролетной базе 7 м временное разрешение составило 0,65 нс/м при пороге 0,5 МэВ, на пролетной базе 2,4 м - 1,3 нс/м и 0,1 МэВ соответственно. Подробное описание спектрометра, процедуры измерения и вычисления ошибок опубликовано в работах [1,2].

Были измерены спектры рассеянных нейтронов под углами 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 135°. В результате обработки этих спектров получены интегральные спектры для каждой пролетной базы, которые хорошо совпадают друг с другом за исключением области энергий выше 9 МэВ. При обработке спектров, измеренных на пролетной базе 7 м, в связи с лучшим временным разрешением более корректно выделен упругий пик. Это позволило увидеть в высокоэнергетической части спектра пик, который, по-видимому, обусловлен коллективным возбуждением низколежащих уровней. Пик сильно размазан из-за того, что начальная энергия нейтронов в этих измерениях менялась с изменением угла рассеяния, которое производилось перемещением образца.

Для анализа взят интегральный спектр, полученный следующим образом: в энергетической области от 0,2 до 1,5 МэВ использованы ре-

зультаты измерений с пролетной-базой 2,4 м, в области от 9 МэВ и выше - с базой 7 м, а область от 1,5 до 9 МэВ получена усреднением результатов обоих измерений с учетом ошибок каждого. На рис.1 этот спектр сравнивается с данными работ других авторов [3-5].

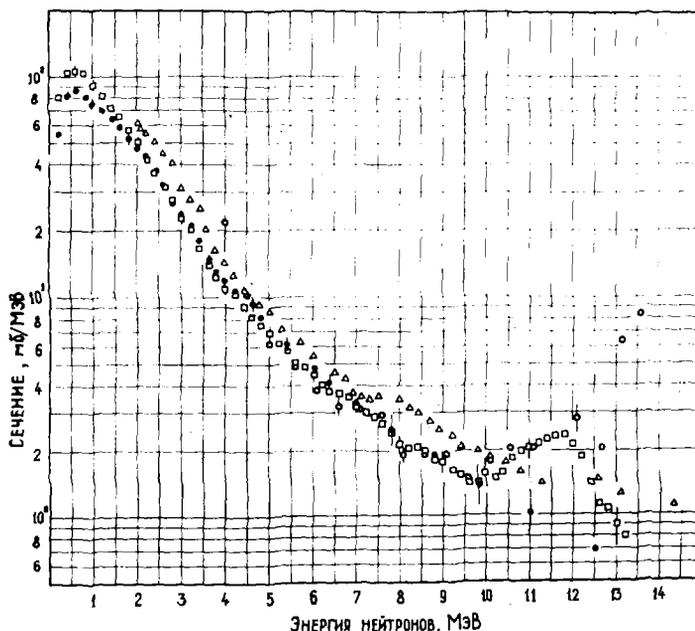


Рис.1. Интегральные спектры неупругорассеянных нейтронов на ядрах ниобия: \square - настоящая работа, \bullet - работа [3], \circ - работа [4], \triangle - работа [5]

Для получения спектра вторых нейтронов рассчитывался спектр первых нейтронов, который затем вычитался из экспериментального полного спектра неупругорассеянных нейтронов. При этом были использованы два варианта подхода к определению спектра первых нейтронов:

- 1) описание спектра в виде суммы равновесной части, рассчитываемой по статистической теории в рамках формализма Хаузера-Фетбаха-Молдауэра, и вклада прямых процессов согласно работе [6],
- 2) в виде суммы равновесной части, определяемой так же, как и в предыдущем варианте, и предравновесной, описываемой в рамках аксиотонной модели.

В первом варианте описание равновесной части проводилось по программе СМТ-80 [7]. Проницаемости рассчитывались по оптической модели с потенциалами, взятыми из работы [8]. Плотность ядерных уровней вычислялась по модели ферми-газа с "обратным смещением". Величина "обратного смещения", $\Delta = 0,25$ МэВ и параметр плотности ядерных уровней $\alpha = 11,07$ МэВ были подобраны авторами работы [9] для начальных энергий нейтронов от 5 до 8 МэВ. Неравновесная часть рассчитывалась так же, как в работе [6].

Во втором варианте сделан комплексный расчёт по программе "STAPRE" [10], где описание равновесной части проводилось так же, как и в первом варианте, но с параметрами Δ и α , равными $\Delta = -0,25$ МэВ, $\alpha = 10,94$ МэВ⁻¹. В отличие от работы [11], где параметризация предравновесной части производилась по совокупности экспериментальных данных других авторов, в настоящей работе для параметризации использовался полученный экспериментальный спектр.

Рассчитанные в обоих вариантах спектры первого нейтрона хорошо совпадают друг с другом, поэтому на рис.2 показан один из них. Кроме спектра первого нейтрона программа "STAPRE" позволяет вычислить спектр второго нейтрона с учётом возможных каскадов испускаемых частиц и конкурирующих каналов, в том числе и γ -переходов. Это позволяет сравнить результаты вычислений с экспериментом во всём энергетическом диапазоне. При этом сравнении обнаруживается хорошее совпадение рассчитанного спектра с экспериментальным в области энергий рассеянных нейтронов до 9 МэВ. Расхождение данных в области выше 9 МэВ объясняется, по-видимому, вкладом коллективных возбуждений, которые не описываются в рамках использованных при расчёте моделей.

На рис.2 представлены также спектры вторых нейтронов, соответствующие обоим вариантам расчёта спектра первого нейтрона, и спектр вторых нейтронов, рассчитанный по программе "STAPRE". Все спектры в основном согласуются в пределах ошибок экспериментального спектра. Некоторое отличие в мягкой части спектра вторых нейтронов, рассчитанного по программе "STAPRE", можно объяснить учётом в этой программе конкуренции ($n, n'\gamma$) канала испусканию второго нейтрона из-за запрета, налагаемого условием сохранения углового момента, в то время как на экспериментальном спектре это влияние, возможно, компенсируется конкуренцией ($n, \gamma n$) канала распада высоковозбуждённых состояний, на что указывается в работе [12].

В результате обработки были получены следующие значения сечений реакции ($n, 2n$): в первом варианте расчёта 1360 ± 96 мб, во втором 1375 ± 96 мб, рассчитанное по программе "STAPRE" - 1347 мб.

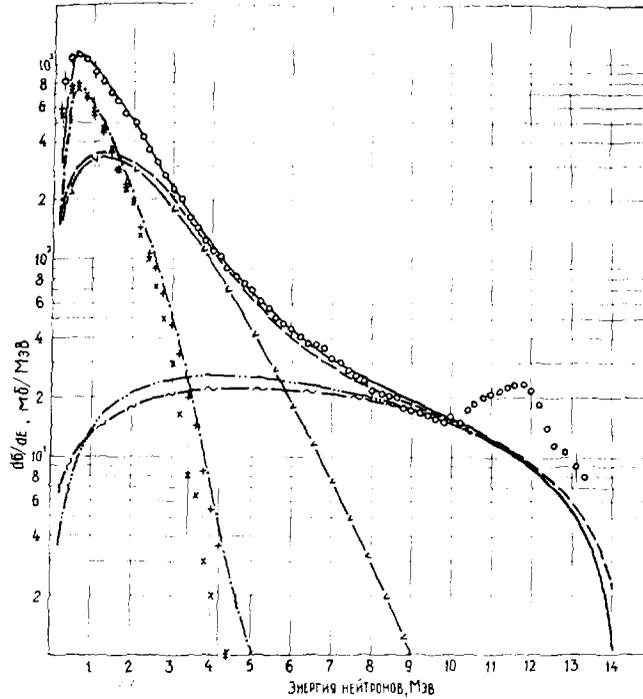


Рис.2. Сравнение результатов расчета с экспериментом.
 ○ - эксперимент, — — — — — полный спектр, рассчитанный по программе "STAPRE", - - - - - спектр первого нейтрона в варианте 1, - · - · - равновесная часть спектра в варианте 1, ····· - вклад прямых процессов в варианте 1, — — — — — предравновесная эмиссия в варианте 2, x - спектр второго нейтрона в варианте 1, + - спектр второго нейтрона в варианте 2, - · · · - спектр второго нейтрона, по программе "STAPRE"

Видно, что эти значения хорошо согласуются друг с другом, а также с результатами работы [13], которая дает значение сечения $\sigma_{n,2n} = 1358 \pm 98$ мб.

Список литературы

1. Лычагин А.А., Девкин Б.В. и др.-Препринт ФЭИ-1406, Обнинск, 1983.
2. Лычагин А.А., Лунев В.П. и др.-Препринт ФЭИ-923, Обнинск, 1979.
3. Сальников О.А., Ловчинова Г.Н. и др.-Ядерные константы, М., Атомиздат, 1971, вып.7, с.134-195.
4. Kammerdiener J.L. - UCRL-51232, Lawrence Livermore Laboratory, 1972, p.133-137.
5. Hegmsdorf D., Meister A. e.a. -ZFK-277, 1974, Dresden, 226s.
6. Сальников О.А. - Диссертация, РИАН, Ленинград, 1975.
7. Титаренко Н.Н.-Препринт ФЭИ-1260, Обнинск, 1982.
8. Lagrange С.-В кн.:Нейтронная физика, М., 1976, ч.3, с.65-72.
9. Симаков С.П. и др.-Ядерная физика, 1983, т.38, вып.1(7), с.3-5.
10. Uhl M., Stromaier B.- Report IRK 76/01, Institute fur Radiumforschung und Kernphysik, Vienna, 1976, p.27.
11. Лычагин А.А., Виноградов В.А. и др.-Препринт ФЭИ-1385, Обнинск, 1983.
12. Козырь Ю.Е., Прокопец Г.А.-Ядерная физика, 1977, т.26, вып.5, с.927-929.
13. Frehaut J., Mosinsky G. - В кн.:Нейтронная физика, М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.4, с.303-309.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРОВ В (p, n) -РЕАКЦИИ.

Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлев, А.П.Руденко, О.А.Сальников, В.И.Трыкова

(ФЭИ)

Высокоэнергетическая часть нейтронных спектров из (p, n) -реакции использовалась при энергии протонов 22 МэВ. С целью выяснения особенностей энергетических распределений нейтронов проведены измерения с повышенным разрешением.

The high-energy part of the neutron spectra from (p, n) reactions was studied at 22 MeV energy of protons. In order to study the peculiarities of the neutron energy distributions the spectra have been measured with an improved resolution.

Экспериментальному изучению нейтронных спектров в (p, n) -реакции в последние годы уделялось много внимания в связи с развитием моделей предравновесного распада ядер. Однако, большинство таких измерений выполнено с низким энергетическим разрешением в высокоэнергетической части спектров. Вследствие чего остается открытым вопрос, является ли наблюдаемая форма спектров отражением физики, интерпретируемой в рамках предравновесных моделей, или это результат аппаратурного усреднения. С целью получения ответа на этот вопрос и предпринята настоящая работа. В работе сравниваются результаты измерений нейтронных спектров, проведенных нами ранее [1], с типичным для таких измерений разрешением 1 нс/м, с полученными в данной работе, где разрешение было улучшено до 0,25 нс/м.

Спектры нейтронов из (p, n) -реакции на ядрах ^{27}Al , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{94}Zr , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta измерялись при энергии протонов $22,2 \pm 0,2$ МэВ под углом 21° . Измерения проводились спектрометром нейтронов по времени пролета на 150-см циклотроне ФЭИ, разрешающая способность которого составляла 0,25 нс/м при пролетной базе 9 метров. В качестве мишеней использовались металлические фольги, толщина и изотопное обогащение которых указаны в работе [1]. Средний ток протонов на мишени составлял 0,3 мкА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стильбена (диаметр 100 мм, высота 50 мм) и фотоумножителя ФЭУ-63. Энергетический порог детектора составлял 6 МэВ.

На рис.1, 2 представлены спектры нейтронов из реакций $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$ и $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$, измеренные с разрешением 1 нс/м [1] и 0,25 нс/м. Из сравнения видно, что форма высокоэнергетической части спектров, измеренных в работе [1], в значительной мере обусловлена аппаратным усреднением. Угловое распределение нейтронов (рис.1) резко асимметрично относительно 90° , что указывает на прямой механизм взаимодействия. Измерения с повышенным разрешением показывают, что за наблюдаемую асимметрию ответственны выделенные состояния, число которых, по крайней мере, для легких и средних ядер, относительно мало, а вероятность возбуждения слишком разная, чтобы можно было говорить о средней плотности состояний, используемой в статистическом описании неравновесной эмиссии [3]. В спектре нейтронов, испущенных в реакции $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$, наряду с изобар-аналогами низколежащих коллективных состояний $^{58}\text{Ni}(0^+, 2^+ (1,45 \text{ МэВ}))$, возбуждение которых происходит, в основном, вследствие прямого механизма взаимодействия [4], наблюдается и состояние 1,051 МэВ, причем сравнимой с $2^+(1,45 \text{ МэВ})$ интенсивности. Это состояние в

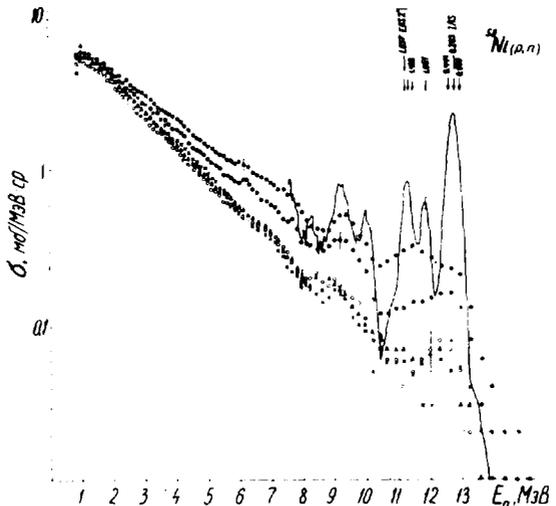


Рис.1. Спектры нейтронов из реакции $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$. Кривая — измерение с разрешением 0,25 нс/м, точки — 1 нс/м: ● — 30° , ○ — 60° , ◐ — 90° , ▲ — 120° , × — 150° . Стрелками обозначены энергии, соответствующие уровням остаточного ядра [2]

ядре ^{56}Si наблюдалось только в реакциях с перезарядкой [5, 6]. Угловые распределения нейтронов, испущенных с возбуждением состояния 1,051 МэВ и изобар-аналога основного состояния ^{56}Ni [6], что также является указанием на идентичность механизма их возбуждения. По-видимому, возбуждение этого состояния связано или с процессом переворачивания спина частицы (спин-флип) [6], или с частичным нарушением чистоты изоспина [7].

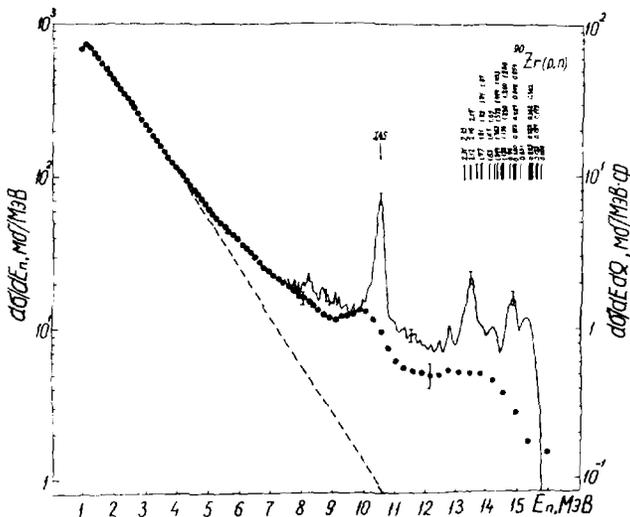


Рис. 2. Спектры нейтронов из реакции $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$. ● - интегральный спектр (1нс/м), сплошная кривая - измерение под углом 21° (0,25 нс/м), пунктирная - спектр равновесной эмиссии

С ростом заряда исследуемых ядер энергия возбуждения изобар-аналоговых состояний увеличивается и в спектрах представляется возможность наблюдать возбуждение уровней иной природы. На примере спектра нейтронов из реакции $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ (рис.2) видно, что несмотря на возможность возбуждения большого количества состояний (~40) в интервале энергий от 0 до 2,3 МэВ [2], на эксперименте наблюдается лишь несколько довольно интенсивных пиков, указывая тем самым либо на коллективизацию состояний, либо на избирательный характер их возбуждения. Первое может быть связано с возбуждением низколежащей ветви гигантского изовекторного резонанса или антианалоговых состояний [7].

второе — с подавленностью высокоспиновых состояний. В работе [8] в рамках микроскопического метода искаженных волн оценен вклад простой конфигурации $g_{9/2}^{\downarrow}(n)g_{9/2}(p)J^{\pi}$, $J^{\pi} = 0^{+}, 1^{+}, \dots, 9^{+}$ в жесткую часть интегрального спектра нейтронов в реакции $^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$ при энергии протонов 22,2 МэВ. Результаты расчета для возбужденного состояния 1^{+} (2,12 МэВ) (наиболее четко наблюдаемого в спектре) хорошо согласуются с данными, полученными в настоящей работе и работе [6]. Для состояния 2^{+} (0,854 МэВ) наблюдается отличие как по абсолютной величине вдвое, так и по характеру углового распределения. Сравнение с экспериментом результатов расчета интегрального вклада состояний всех мультипольностей [8] показывает, что в рамках такого подхода получаются заниженные значения сечения возбуждения этих состояний. Возможно также различие связано с необходимостью учета коллективных эффектов.

В целом, результаты проведенных измерений высокоэнергетичной части спектров и по характеру угловых распределений и по структуре наблюдаемых состояний указывают на преимущественно прямой механизм взаимодействия.

Список литературы

1. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др. Я.Ф., 31, (1980), 561
2. Lederer C.M. — Table of Isotopes (V11 edition), 1978.
3. Griffin J.J. — Phys.Rev.Lett., v.17, 1966, p.478.
4. Carlson J.D. et al. — Nucl.Phys., A249, 1975, p.29.
5. Rudolph and McGrath R.L. — Phys.Rev., C, v.8, N 1, 1973, p.247.
6. Bentley R.P. — "A fast neutron spectrometer, (p, n) reaction studies and microscopic analysis", 1972.
7. Тертычный Г.Я., Ядровский Е.Л. ВАНТ, серия Ядерные константы, 2(33), (1979), 24.
8. Титаренко Н.Н., Ядровский Е.Л. Препринт ФЭИ-1425, (1982).

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В (p, n) -
РЕАКЦИИ ПРИ $E_p = 11$ МэВ

Б.В.Дуравлев, Н.Н.Титаренко, В.И.Трыкова

(ФЭИ)

В работе представлены результаты расчетов спектров и угловых распределений нейтронов из (p, n) -реакции при $E_p = 11$ МэВ, выполненные на основе статистической модели ядерных реакций.

The results of statistical theory calculations of the neutron spectra and angular distribution from (p, n) reaction at the proton energy 11 MeV are presented.

Анализ энергетических и угловых распределений нейтронов в (p, n) -реакции при $E_p = 11$ МэВ на ядрах ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{54}Cr , ^{56}Fe , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{94}Zr , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta , ^{197}Au [1,2,3] позволил сделать определенные выводы о механизме протекания реакции и о изменении момента инерции возбужденных ядер от массового числа. Однако отсутствие в проделанном анализе корректного учета угловых моментов накладывает на результаты работ некоторую неопределенность. Чтобы ответить на связанные с этим вопросы и предпринята настоящая работа по расчету угловых и энергетических распределений нейтронов на основе статистического подхода Хаузера-Фешбаха с точным учетом вклада каждого углового момента. Алгоритм и программа расчета подробно описаны в работе [4]. Для энергетической зависимости плотности ядерных уровней использовались три наиболее подкрепленных систематическими исследованиями модельных подхода: 1) плотность уровней в модели ферми-газа с "обратным смещением" [5], 2) комбинированная плотность уровней Гильберта-Камерона [6], 3) плотность уровней с учетом вклада коллективных движений [7]. Расчеты проводились со значениями параметров плотности, приведенными в каждой из перечисленных систематик. Значение параметра спиновой зависимости определялось из описания углового распределения нейтронов в исследуемых реакциях. Энергия, спин, четность дискретных состояний были взяты из схем уровней в Nuclear Data Sheets. Из конкурирующих каналов распада составного ядра учитывался только протонный, влияние которого на эмиссию нейтронов довольно существенно в ре-

акциях на легких ядрах с большими значениями $Q_{p,n}$. При расчете коэффициентов проницаемости исследовались различные варианты глобальных систематик оптического потенциала. Нейтронный потенциал [8] предпочтительнее для $52 \leq A \leq 122$, [9] - для $A = 181$ и 197 ; протонный потенциал [10] - для $A \leq 62$ и [11] - для $A \geq 90$.

На рис. I на примере спектра нейтронов из реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ представлены результаты расчета с использованием трех перечисленных энергетических зависимостей плотности ядерных уровней.

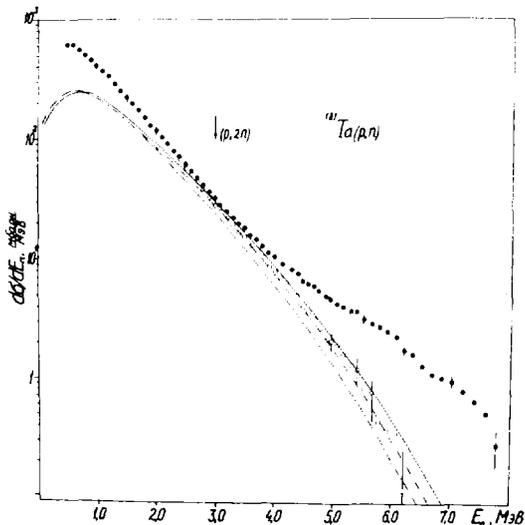


Рис. I. Спектры нейтронов из реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)$.
 ● - интегральный спектр (эксперимент), ○ - интегральный спектр за вычетом асимметричной компоненты углового распределения. Кривые - расчет с использованием разных систематик плотности уровней: — - ферми-газ с "обратным смещением" — - ферми-газ с учетом коллективных движений ($\alpha = 14,5 \text{ МэВ}^{-1}$, $\Delta = 0,92 \text{ МэВ}$), - · - · - комбинированная плотность Гильберта-Камерона

Сечения равновесной эмиссии нейтронов, рассчитанные согласно [5] и [6], отличаются при $E_n = 5 \text{ МэВ}$ на 70%. Сравнение расчета с экспериментом для всех исследованных в работе ядер показывает, что в рамках модели ферми-газа с "обратным смещением" достигается лучшее согласие, чем при использовании комбинированной плотности уровней

Гильберта-Камерона. Расчет с учетом вклада коллективных движений [7] выполнен только для реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$, так как соответствующая этому подходу систематика параметров плотности уровней получена лишь для $A \gg 150$, где коллективные эффекты проявляются более сильно. Наблюдается некоторое отличие от расчета по модели ферми-газа с "обратным смещением" (рис.1), однако сравнение с экспериментом не позволяет сделать выбор между ними.

Хорошее согласие рассчитанного спектра равновесной эмиссии со спектром, полученным вычитанием из интегрального спектра асимметричной компоненты углового распределения в реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$, подтверждает правильность предложенного в работе [1] способа определения спектра неравновесных процессов через асимметрию углового распределения, по крайней мере, как нижней границы их вклада.

Значения отношения эффективного момента инерции к твердотельному с $G_0 = 1,25 fm$, соответствующие оптимальному описанию экспериментально наблюдаемых угловых распределений, приведены в табл.1.

Таблица 1

Остаточное ядро	a	Δ	$I_{эф.}/I_{тб}$	$I_{эф.}/I_{тб}$	Остаточное ядро	$I_{эф.}/I_{тб}$
^{52}Mn	5,59	-2,38	$0,80 \pm 0,20$	$0,85 \pm 0,13$	^{49}Cr	$1,20 \pm 0,10$
^{53}Mn	5,46	-0,71	$0,65 \pm 0,15$	$0,70 \pm 0,18$	^{57}Ni	$0,61 \pm 0,04$
^{54}Mn	6,45	-2,46	$0,60 \pm 0,15$	$0,60 \pm 0,14$	^{59}Ni	$0,81 \pm 0,19$ $0,11$
^{56}Co	5,45	-2,11	$0,74 \pm 0,18$	$0,71 \pm 0,13$	^{62}Cu	$0,55 \pm 0,07$
^{60}Cu	6,36	-2,16	$0,50 \pm 0,13$	$0,60 \pm 0,18$	^{61}Zn	$0,71 \pm 0,05$
^{62}Cu	7,63	-1,61	$0,63 \pm 0,15$	$0,58 \pm 0,15$	^{63}Zn	$0,74 \pm 0,02$
^{90}Nb	10,50	-0,53	$0,59 \pm 0,15$	$0,63 \pm 0,13$	^{65}Zn	$0,63 \pm 0,02$
^{91}Nb	10,30	0,57	$1,00 \pm 0,23$	$0,93 \pm 0,28$	^{93}Mo	$0,83 \pm 0,07$ $-0,06$
^{94}Nb	12,00	-0,76	$0,90 \pm 0,22$	$0,87 \pm 0,30$	^{96}Tc	0,8
^{113}In	16,00	0,69	$0,44 \pm 0,11$	$0,43 \pm 0,08$	^{95}Ru	1,0
^{115}Sn	14,20	0,49	$0,26 \pm 0,07$	$0,47 \pm 0,09$	^{118}Sg	$0,49 \pm 0,18$ $-0,12$
^{122}Sb	16,50	-1,21	$0,33 \pm 0,09$	$0,35 \pm 0,06$		
^{181}W	20,00	-0,39	$0,13 \pm 0,07$	$0,31 \pm 0,07$		
^{197}Hg	17,40	-0,60	$0,07 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,04$		
Примечание				[2]		[13]

Наблюдается хорошее согласие результатов, полученных с использова-

нием точного формализма статистической теории и приближенного выражения Эриксона-Струтинского [2]. Как уже отмечалось в работе [2] для ядер с $A < 100$ заниженные значения момента инерции по отношению к твердотельному могут быть обусловлены наличием парных корреляций сверхпроводящего типа, оболочечной структуры, асимметричного по спину ядерного взаимодействия [2], то для $A > 100$ причина столь значительного уменьшения остается неясной.

При энергии протонов II МэВ для ряда исследуемых в работе ядер энергетически возможна эмиссия нейтронов из реакции $(p, 2n)$. Расчеты в рамках статистической теории позволяют довольно надежно вычислять эмиссию в первом каскаде. Превышение же эксперимента над расчетом в мягкой части спектра связано с нейтронами из реакции $(p, 2n)$, информация о спектрах которых представляет большой интерес. На рис. 2 показаны энергетические распределения нейтронов из реакции $(p, 2n)$ на ядрах ^{94}Zr , ^{122}Sn , ^{181}Ta , ^{197}Au , полученные вычитанием расчетных спектров из экспериментальных.

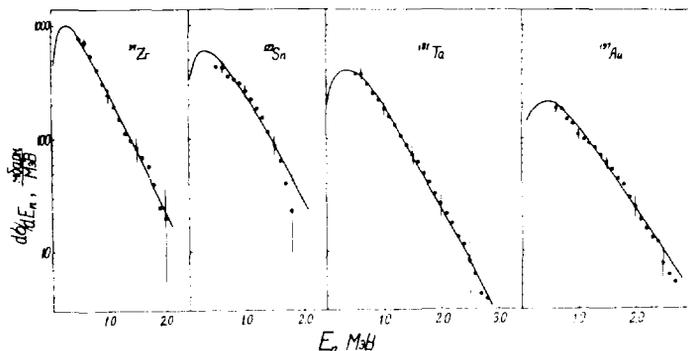


Рис. 2. Спектры нейтронов из реакции $(p, 2n)$. Кривые - расчет в приближении постоянной температуры

Кривыми показаны результаты расчета в приближении постоянной ядерной температуры. Значения ядерной температуры и σ_{p2n} представлены в табл. 2. Как видно из табл. 2, сечение реакции $(p, 2n)$ на ядрах ^{181}Ta и ^{197}Au в пределах точности совпадают с результатами работы [12], в которой нейтроны регистрировались большим сцинтилляционным детектором, загруженным га-

Таблица 2

Ядро-мишень	^{90}Zr	^{122}Sn	^{181}Ta	^{197}Au	Примечание
T, (МэВ)	$0,33 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,02$	$0,40 \pm 0,02$	$0,46 \pm 0,02$	
$\sigma_{p,2n}$ (мбарн)	727 ± 62	515 ± 44	403 ± 40	237 ± 20	
$\sigma_{p,2n}$ (мбарн)	-	-	$417 \pm \frac{40}{70}$	232 ± 23	[12]
$\langle \Gamma_\gamma / \Gamma_n \rangle$	-	-	$0,14 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,07$	

долинием. Из сравнения $\sigma_{p,n}$, определенных в работе [12], с наблюдаемыми в экспериментальных спектрах сечениями в диапазоне, где эмиссия нейтронов из реакции $(p,2n)$ запрещена энергетически, можно определить сечение реакции $(p,n\gamma)$ в интервале энергий $0 + (E - Q_{p,2n})$. Отношение этой величины к $\sigma_{p,2n}$ определяет усредненное отношение радиационной ширины составного ядра к нейтронной. В табл.2 приведены определенные таким образом значения $\langle \Gamma_\gamma / \Gamma_n \rangle$ для ^{181}W и ^{197}Au .

Список литературы

1. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др.-ЯФ, 1979, т.29, с.1443.
2. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др.- ЯФ, 1979, т.30, с.26.
3. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др.- Препринт ФЭИ-910, 1979.
4. Титаренко Н.Н. - Препринт ФЭИ-1260, 1982.
5. Dilg W., Schantall W. and Vanach H. - Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
6. Gilbert A., Cameron A.G.W. - Can. J. Phys., 1965, v.43, p.21446.
7. Игнатюк А.В., Истеков К.К. и др.- Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977.), Москва, 1977, т.1, с.60.
8. Wilmore D., Hodgson P.E. - Nucl. Phys., 1964, v.55, p.673.
9. Holmqvist B. and Wiedling T. - J.Nucl.Energy, 1973, v.27, p.543.
10. Perey F.G. - Phys. Rev., 1963, v.131, p.745.
11. Becchetti F.D., Greenless G.W. - Phys. Rev., 1969, v.182, p.1190.
12. Chodil G., Jopson R.C. e.a. - Nucl. Phys., 1967, 493, p.648.
13. Hille P., Sperr P., Hille M. - Nucl. Phys., 1974, A232, p.157.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ (p,n) - РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ
 ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{181}Tl , ^{197}Au , ^{232}Th
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 22,4 МэВ

М.И. Свири́н, Е.С. Матусевич, С.С. Прохоров
(ФЭИ)

Энергетические распределения нейтронов из (p,n) - реакций при энергии протонов 22,4 МэВ измерены сцинтилляционным спектрометром. Эксперимент выполнен на 150-см циклотроне ФЭИ. Результаты настоящей работы сравниваются с экспериментальными данными, полученными методом времени пролёта.

Neutron energy distribution from the reactions (p,n) are measured for the proton energy 22,4 MeV. The experiment has been carried out with PEI 150-cm cyclotron, using the scintillation spectrometer. The results of this paper are compared with experimental data obtained by means of the time-of-flight method.

В данной работе приводятся интегральные спектры нейтронов, которые были получены из энергетических распределений, измеренных в (p,n) - реакциях на ядрах ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{181}Tl , ^{197}Au , ^{232}Th под углами 30, 60, 90, 120° к направлению падающих на мишень протонов с энергией $22,4 \pm 0,4$ МэВ. Измерения проводились на выведенном пучке 150-см циклотрона ФЭИ сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стимльбена диаметром 30 мм, высотой 20 мм и фотоумножителем ФЭУ-93 со схемой разделения импульсов от протонов отдачи и электронов, близкой к описанной в работе [1]. Энергетическое разрешение спектрометра определялось соотношением $\Delta E_n/E_n = 0,12/\sqrt{E_n}$, где E_n - энергия нейтрона в МэВ. Тонкие металлические фольги толщиной 6,03; 25,83; 16,80; 19,48; 20,66; 18,14; 121,76 мг/см² соответственно для ^{27}Al (99,9%), ^{56}Fe (91,7%), ^{93}Nb (99,9%), ^{115}In (99,9%), ^{181}Tl (99,9%), ^{197}Au (99,9%), ^{232}Th (99,9%) использовались в качестве мишеней и располагались под углом 45° к направлению падающих протонов. Детектор нейтронов помещался в защиту на расстоянии 261 ± 1 см от центра мишени.

Для регистрации числа ускоренных протонов, прошедших через мишень, использовался интегратор тока с цилиндром Фарадея в качестве токоприемника. Измеряемые амплитудные импульсы регистрировались 512-канальным анализатором с шириной канала 20 мВ. Процедура измерения нейтронного спектра из (p,n) - реакции состояла в измерении с мишенью (эффект + фон) и без нее (фон) амплитудных распределений. Максимальный фон в мягкой части спектра не превышал 5%. При преобразовании амплитудных распределений в энергетические спектры использовалась процедура сглаживающего дифференцирования [2]. Контроль правильности работы спектрометра и адекватности перевода амплитудных распределений в энергетические спектры проводился измерением спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf - источника. Экспериментальная техника, процедура измерений и обработка данных более подробно описаны в работе [3]. Интегральные спектры из (p,n) - реакций на ядрах ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th в системе центра масс приводятся на рис. 1, 2, 3. Спектры нейтронов dG_n/dE_n и сечения эмиссии нейтронов G_n с энергией $E_n > 1$ МэВ из работы [4], измеренные при энергии протонов 22,2 МэВ на ядрах ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{115}In , ^{181}Ta спектрометром нейтронов по времени пролета, сравниваются на рис. 1, 2 и в таблице с результатами настоящей работы. Два метода измерения, принципиальное отличие которых состоит в различии способов идентификации энергии нейтрона: 1 - по времени пролета нейтроном определенного расстояния, 2 - по величине энергии потерянной нейтроном в кристалле сцинтиллятора, приводят к неплохому согласию, как по форме спектров в довольно широком диапазоне энергий нейтронов, так и по абсолютным значениям сечений в пределах погрешностей. Некоторые отличия наблюдаются на "хвостах" жесткой части сравниваемых спектров.

Проведенное сравнение результатов измерений, выполненных техникой времени пролета и методом сцинтилляционной спектрометрии, показывает отсутствие существенных методических ошибок, что повышает достоверность полученной экспериментальной информации.

Сечение эмиссии нейтронов с энергией $E_n > 1$ МэВ (мб)

Ядро-мишень	Настоящая работа	Работа [4]
^{27}Al	212 ± 20	194 ± 13
^{56}Fe	653 ± 50	667 ± 43
^{93}Nb	1540 ± 110	
^{115}In	1840 ± 140	1656 ± 107
^{181}Ta	2120 ± 160	1948 ± 127
^{197}Au	2130 ± 160	
^{232}Th	4640 ± 340	

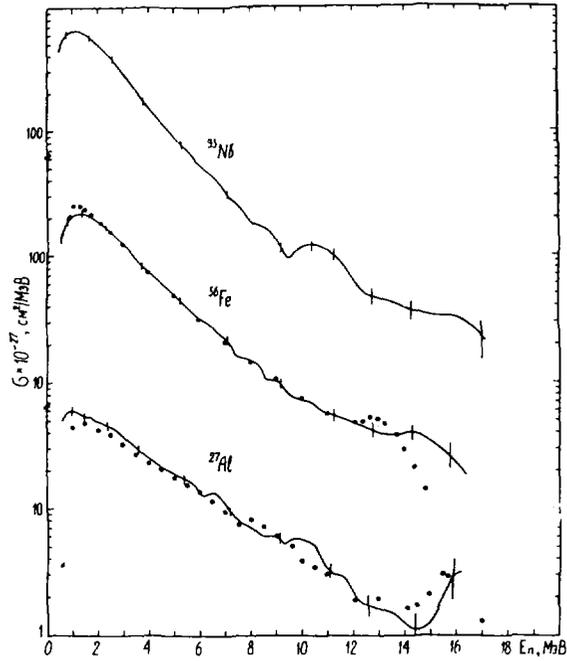


Рис. I. Спектры нейтронов из (p, n) - реакций:
 — результаты настоящей работы,
 ● - данные работы [4]

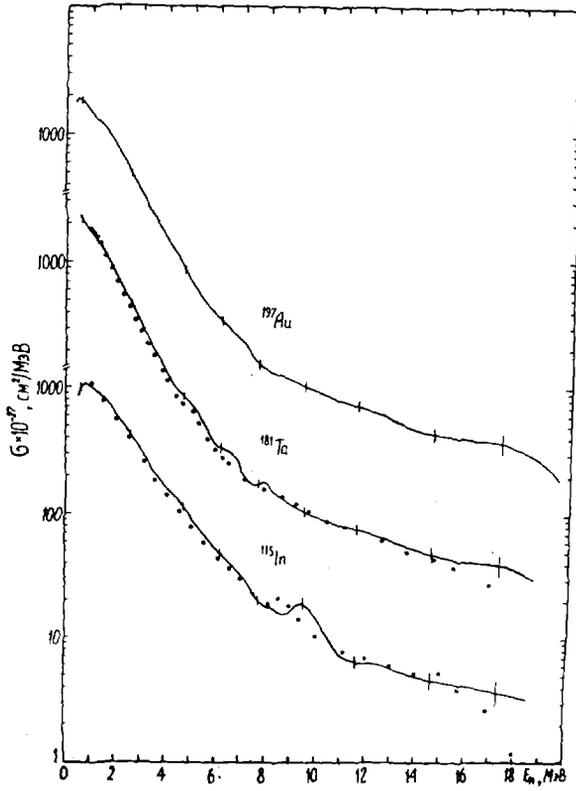


Рис.2. Спектры нейтронов из (p, n) - реакций:
 — результаты настоящей работы,
 ● - данные работы [4]

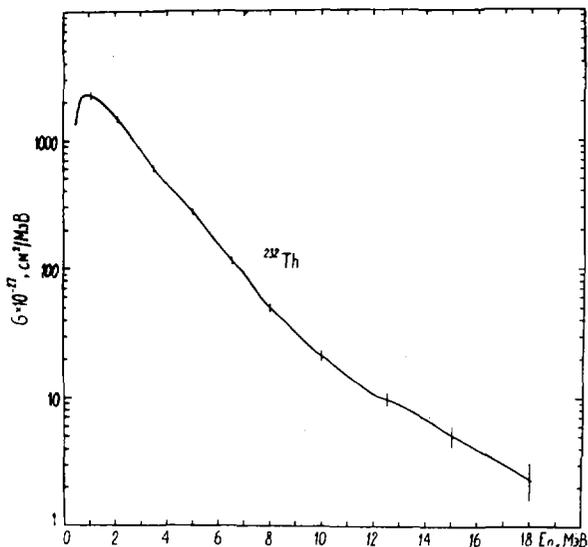


Рис.3. Спектр нейтронов из (p, n) - реакции:
 — результаты настоящей работы

Список литературы

1. Brooks T.D. - Nucl. (Instrum. and Methods, 1959, v.4, p.151.
2. Назанский Д.А., Трыков Л.А., Душин В.А. и др. - Атомная энергия, 1966, т.20, с.143.
3. Свирин М.И., Матусевич Е.С., Прохоров С.С. - Препринт ФЭИ-1388. Обнинск, 1983.
4. Бирюков Н.С., Дуравлёв Б.В., Руденко А.П. и др. - Препринт ФЭИ-941. Обнинск, 1979.

АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 22 МэВ С ЯДРАМИ

Б. В. Журавлев, О. В. Груша, С. П. Иванова,
В. И. Трыкова, Д. Н. Шубин

(ФЭИ, НИИЯФ МГУ)

Проведен анализ спектров нейтронов из реакций протонов с энергией 22 МэВ с ядрами ^{27}Al , ^{52}Cr , ^{56}Fe , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{90,91,94}\text{Zr}$, ^{115}In и ^{181}Ta . В рамках статистической теории описаны спектры равновесной эмиссии нейтронов, определены параметры плотности уровней 30 ядер. Сечения реакций на отдельных этапах испарительного каскада сравниваются с экспериментом.

The analysis of the neutron spectra from the proton reactions with Al, Cr, Fe, Ni, Zr, In, Ta are performed. The equilibrium emission neutron spectra are described on the basis of the statistical theory, the level density parameters of 33 nuclei are determined. Cross sections of some evaporation steps are compared with the experiment.

В последние годы возрос интерес к ядерным реакциям с участием сильновозбужденных ядер, для изучения которых привлекается статистическая теория [1]. Определяющую роль во всех приложениях статистической теории играет плотность возбужденных состояний ядер. Наиболее обширная и точная информация о плотности возбужденных состояний была получена при энергии связи нейтронов, на основе которой созданы систематические параметры плотности уровней, опирающиеся, как правило, на аналитические соотношения модели ферми-газа [2-5]. Для создания систематик, в которых достаточно полно были бы учтены оболочечные эффекты, парные корреляции сверхпроводящего типа и остаточные взаимодействия коллективной природы, необходимо привлечение новых данных в широком интервале энергий возбуждения и массовых чисел. В данной работе проанализированы спектры нейтронов эмиссии при взаимодействии протонов с энергией 22 МэВ с ядрами в области массовых чисел от Al до Ta. Проведено сравнение с результатами аналогичного анализа экспериментальных данных в реакции (p, xn) для $E_p=11\text{МэВ}$.

Спектры нейтронов, испускаемых при взаимодействии протонов с энергией $22,2 \pm 0,2$ МэВ с ядрами ^{27}Al , ^{52}Cr , ^{56}Fe , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{90,91,94}\text{Zr}$,

^{115}In и ^{181}Ta , были измерены под углами $30, 60, 90, 120, 150^\circ$ на спектрометре нейтронов по времени пролета на 150-см циклотроне ФЭИ. Более подробно техника эксперимента, процедура измерения и обработка экспериментальных данных описаны в работе [6]. По асимметрии угловых распределений были выделены спектры, соответствующие эмиссии нейтронов из равновесных и неравновесных конфигураций. Интерпретация равновесной части в рамках статистической модели позволяет определить параметры плотности уровней в конкурирующих каналах и другие характеристики процесса распада сильновозбужденных ядер. Детальное описание метода расчёта относительных вероятностей эмиссии частиц и гамма-квантов, спектров и других величин приведено в работе [7].

Наблюдаемые на эксперименте спектры представляют собой суперпозицию спектров частиц, испускаемых на различных этапах испарительного каскада. На рис. 1 представлен типичный интегральный спектр нейтронов, испущенных при взаимодействии протонов с ядрами Ta . Штрих-пунктирной линией показан спектр неравновесной эмиссии. Пунктиром показаны спектры нейтронов на различных этапах распада возбужденного ядра. Из результатов расчетов следует, что вклад в жесткую часть суммарного спектра дают нейтроны, испускаемые на первом этапе, а мягкая часть определяется эмиссией нейтронов из реакций $(p, 2n)$ и $(p, 3n)$ (на тяжелых ядрах) и (p, pn) и $(p, 2n)$ - на легких ядрах. Это обстоятельство позволяет довольно надежно определить параметры плотности уровней ядер, возбуждаемых в процессе последовательного вылета частиц. Абсолютная величина сечений для легких ядер существенно зависит от вероятности распада в конкурирующих каналах, что делает результат чувствительным к параметрам плотности уровней остаточных ядер в этих каналах. В качестве примера на рис. 2 представлены экспериментальные данные и результаты расчётов для ядер хрома. Штрих-пунктирной и сплошной линиями показаны результаты расчётов, параметры плотности уровней которых отличаются лишь на 10% для изотопа ^{52}Cr , возбуждаемого в реакции (p, p') . Сечения эмиссии нейтронов в жесткой части спектра отличаются при этом почти вдвое. Стрелками указаны пороги соответствующих реакций.

В таблице представлены значения параметров плотности уровней α и c^* определенные в данной работе. В качестве начального приближения в основном использовались значения из систематики [5]. Затем параметры варьировались для достижения наилучшего описания экспериментальных данных.

Видно, что определенные в данной работе значения параметров плотности уровней в целом хорошо согласуются с систематикой [5]. Для

большинства исследуемых ядер наблюдается некоторое уменьшение параметра α по сравнению с данными, полученными при Ер-II MeB [6]. Исключение представляет лишь значения α для ядер вольфрама, показывающие приблизительно 10% увеличение по сравнению как с данными при Ер-II MeB, так и систематикой [5]. В работе рассчитаны также интегральные значения сечений эмиссии нейтронов на разных этапах испарительного каскада, которые мы сравнили с измеренными экспериментальными данными, полученными радиохимическими методами и путем активационного анализа [8,9,10].

^{52}Cr	$\sigma_{p,2n} + \sigma_{p,pn} = 580 \pm 93$ мбари [8],;	$\sigma_{теор.} = 540$ мбари
^{56}Fe	$\sigma_{p,2n} = 53 \pm 10$ мбари [9];	$\sigma_{теор.} = 44$ мбари
	$\sigma_{p,pn} = 470 \pm 90$ мбари [9];	$\sigma_{теор.} = 407$ мбари
^{181}Ta	$\sigma_{p,3n} = 690 \pm 70$ мбари [10],;	$\sigma_{теор.} = 684$ мбари

Особый интерес представляет довольно точное предсказание аномально большого значения сечения реакции $^{58}\text{Ni}(p,2p)^{57}\text{Co}$. Согласно результатам работы [8] сечение этой реакции $\sigma_{p,2p} = (680 \pm 170)$ мбари, что почти на два порядка выше, чем для соседних ядер. Результаты расчетов с параметрами, соответствующими наилучшему описанию спектров нейтронов, дают $\sigma_{p,2p}^{теор.} = 730$ мбари. Рядом для $^{58}\text{Ni}(p,2p)^{57}\text{Co}$ является основной при производстве изотопа ^{57}Co , поэтому возможность точного расчета функций возбуждения в широком диапазоне энергий может представлять значительный интерес.

В результате проведенного анализа достигнуто достаточно хорошее описание спектров равновесной эмиссии нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 22 MeB с ядрами ^{27}Al , ^{52}Cr , ^{56}Fe , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{90,91,94}\text{Zr}$, ^{115}In и ^{181}Ta . Расчеты проводились в рамках статистической теории с учетом конкуренции каналов распада с эмиссией нейтронов, протонов, гамма-квантов и альфа-частиц на всех этапах испарительного каскада. Определены параметры плотности уровней 30 ядер, сечения эмиссии нейтронов на всех этапах испарительного каскада. Значения параметров в целом хорошо согласуются с систематикой [5]. Результаты расчетов указывают на важную роль радиационного канала на последнем этапе распада, причем радиационная ширина меняется немонотонно от ядра к ядру. Энергетические распределения довольно чувствительны к изменению параметров плотности уровней ядер, образующихся при распаде во всех конкурирующих каналах, особенно на легких ядрах. Рассчитанные сечения эмиссии нейтронов на отдельных этапах распада хорошо согласуются с данными, полученными радиохимическими методами и путем активационного анализа.

Значения параметров плотности ядерных уровней, определенные
из описания нейтронных спектров в (p, xn) реакции при $E_p=22$ МэВ

Остаточное ядро	$a, \text{ МэВ}^{-1}$	$d, \text{ МэВ}$	Остаточное ядро	$a, \text{ МэВ}^{-1}$	$d, \text{ МэВ}$
27 Si	4,0	2,1	59 Cu	5,5	-0,70
27 Al	3,5	2,0	59 Ni	6,0	-1,0
25 Mg	3,0	4,0	90 Nb	9,5	-1,5
52 Mn	5,6	-2,4	89 Nb	9,5	0,0
52 Cr	6,0	0,55	89 Zr	9,5	0,57
51 Cr	5,6	-0,45	91 Nb	10,3	0,57
51 Mn	5,5	-1,34	92 Nb	10,0	-0,70
56 Co	5,3	-2,11	93 Nb	10,0	1,2
56 Fe	6,0	0,80	94 Nb	10,0	-0,76
55 Fe	5,6	-0,40	113 Sn	16,0	0,70
55 Co	5,8	0,93	114 Sn	15,7	1,45
58 Cu	6,2	0,0	115 Sn	12,8	0,49
58 Ni	6,2	2,0	179 W	21,5	-0,40
57 Ni	5,6	1,2	180 W	22,0	0,40
60 Ni	6,2	0,80	181 W	22,5	-0,40

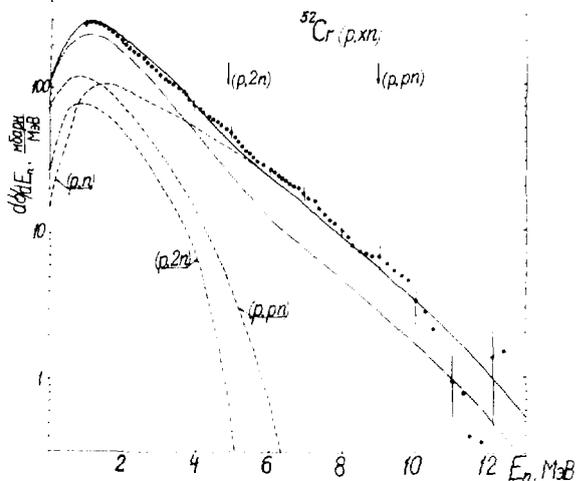
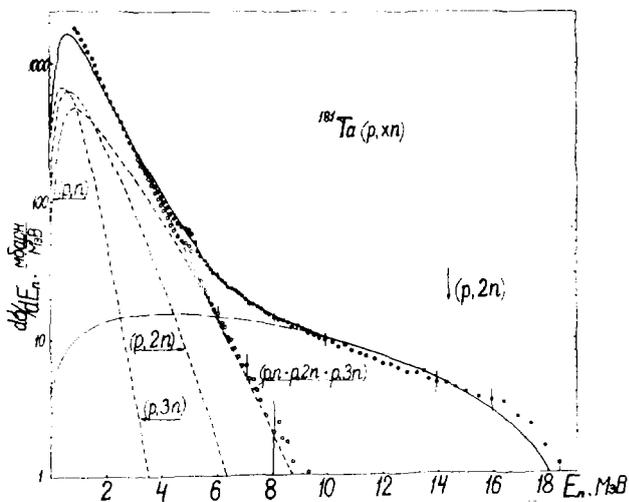


Рис.1. Спектры нейтронов, испущенных при взаимодействии протонов с $E_p = 22$ МэВ с ядрами ^{181}Ta . Темные кружки - интегральный спектр, светлые - спектр нейтронов равновесной эмиссии, штрих-пунктирная кривая - спектр неравновесной эмиссии, пунктирные кривые - вклад отдельных этапов распада

Рис.2. Экспериментальные данные и результаты расчетов спектров равновесной эмиссии нейтронов для ядра ^{52}Cr . Сплошная и штрих-пунктирная кривая - интегральный спектр, рассчитанный с параметрами плотности уровней, отличающимися на 10%. Остальные обозначения те же, что и на рис.1

Список литературы

1. Symposium on neutron cross-sections from 10 to 50 MeV
BNL-NCS-5124D, 1980.
2. A.Gilbert, A.G.W.Cameron Can. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
3. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер.
Атомиздат, М., 1968.
4. U.Facchini, E.Saetta-Menichella. Energia Nucleare, 1968, v.15, p.54.
5. W.Dilg, W.Schante, N.Vonach, M.Uhl. Nucl. Phys., 1973, v.A217, p.269.
6. Н.Э.Бирюков, Б.В.Дуравлев и др. Предпринт ФЭИ-910, 1979.
7. С.П.Иванова, Ю.Н.Щубин. ЯФ, 1982, т.35, с.318.
8. V.Cocher, E.Newman. Phys. Rev., 1955, v.99, p.723.
9. I.L.Jenkins, A.G.Wain, J.N.Ch. 1970, v.32(5), p.1419.
10. C.Birattori, E.Gadioli e.a. Nucl. Phys., 1971, v.A166, p.605.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $^{115}\text{In}(d, xn)$

Н.С.Бириков, Б.В.Журавлев, А.П.Руденко, О.А.Сальников, В.И.Трыкова
(ФЗИ)

Спектры нейтронов из реакции $^{115}\text{In}(d, xn)$ измерены при энергии дейтронов 22,3 МэВ под углами 30° , 60° , 90° , 120° , 150° . Измерения проводились на спектрометре нейтронов по времени пролета на 150-см циклотроне ФЗИ. Результаты анализа экспериментальных данных указывают на наличие двух механизмов неравновесной эмиссии.

Neutron spectra from $^{115}\text{In}(d, xn)$ reaction are measured at the deuteron energy 22,3 MeV. The experiment has been carried out with PEI 150-cm cyclotron, using the time-of-flight neutron spectrometer. The results of analysing the data have been shown on two mechanism of non-equilibrium emission.

Спектры нейтронов из реакции $^{115}\text{In}(d, xn)$ измерялись при энергии дейтронов 22,3 МэВ под углами 30° , 60° , 90° , 120° , 150° методом времени пролета на 150-см циклотроне ФЗИ [1]. В качестве мишени использовалась самоподдерживающаяся металлическая фольга толщиной $4,0 \text{ мг/см}^2$ (99,9%). Ток на мишени составлял, в среднем, 30 нА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стльбена ($\Phi=70 \text{ мм}$, $h=50 \text{ мм}$) и фотоумножителя ФЭУ-30 со схемой дискриминации β -лучей. Разрешающая способность спектрометра составляла 1 нс/м при пролетной базе 2,5 м.

На рис.1 представлены энергетические спектры нейтронов под измеряемыми углами в системе центра масс. Для передних углов (30° , 60°) характерно наличие довольно интенсивной высокоэнергетичной части, обусловленной неравновесной эмиссией нейтронов. С увеличением угла вклад неравновесной эмиссии резко уменьшается. Сравнение спектров под углами 120° и 150° (рис.2) указывает на идентичность их формы во всем энергетическом интервале. Сплошной линией представлено описание этих спектров в приближении "постоянной ядерной температуры".

$$N(E_n)dE_n = \text{const} \cdot E_n \cdot \exp(-E_n/T_{\text{эфф}}) dE_n$$

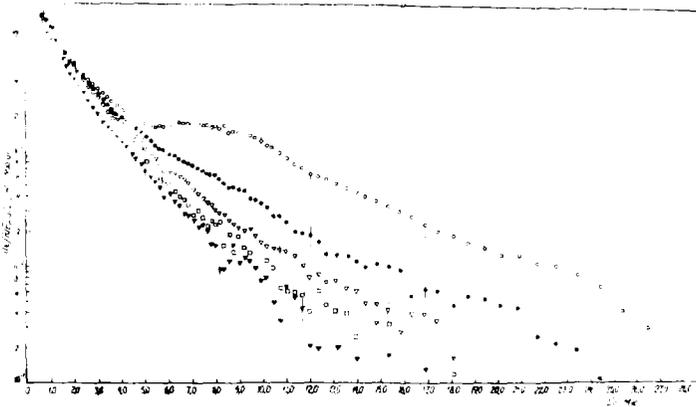


Рис.1 Спектры нейтронов:
 ○ - 30°, ● - 60°, ▽ - 90°, □ - 120°, ▼ - 150°

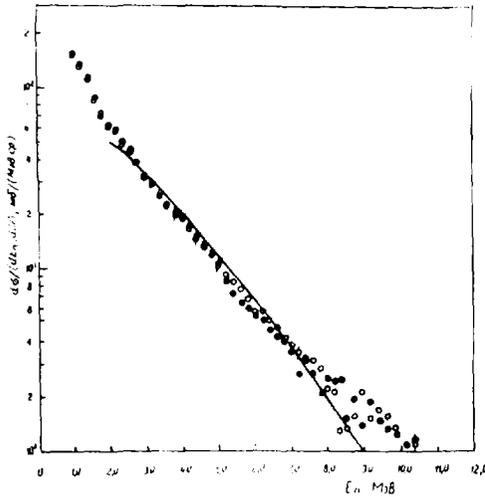


Рис.2 Спектры нейтронов;
 ○ - 120°, ● - 150°. Данные под углом 120° нормированы для сравнения на 150°. Сплошной линией показан расчет в приближении "постоянной температуры"

где: E_n - энергия нейтронов, $T_{\text{эфф}}$ - эффективная температура ядра. В целом, наблюдаемые спектры удовлетворительно согласуются со статистическим описанием с $T_{\text{эфф}} = 1,3$ Мэв; отклонение в мягкой части связано с последующим каскадом равновесной эмиссии нейтронов. Исходя из этого, можно предположить, что неравновесная эмиссия под углами 120° и 150° пренебрежимо мала по сравнению с углами 30° и 60° . Исходя из спектров под углами 30° и 60° соответственно спектры под углами 120° и 150° , можно определить энергетические распределения нейтронов, испущенных из неравновесных конфигураций в исследуемой реакции. На рис.3 представлены полученные таким образом спектры под углами 30° и 60° .

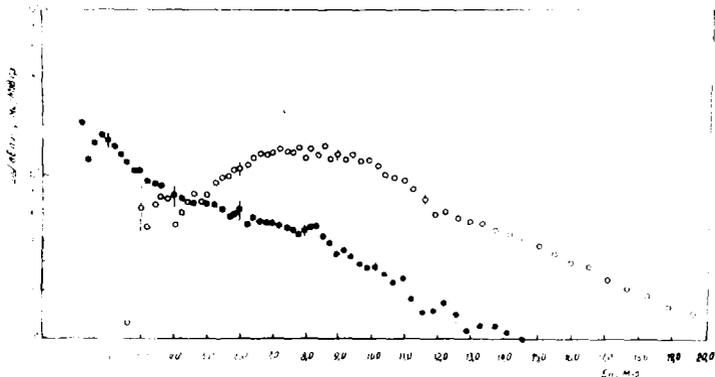


рис.3 Спектры неравновесной эмиссии нейтронов:
 o - 30° , ● - 60°

Обращает внимание существенное различие в форме спектров, указывающее, по-видимому, на разный механизм неравновесной эмиссии. Можно предположить, что спектр под углом 30° обусловлен, преимущественно, процессом срыва при взаимодействии дейтона с ядром (кольцообразная форма с максимумом при энергиях, близких к половине энергии дейтона). Экспоненциальный же характер спектра под углом 60° указывает на наличие и другого механизма, связанного или с прямым взаимодействием дейтона, как целой частицы с ядром, или с релаксационными процессами на пути к равновесию [2].

Список литературы

1. Бирюков Н.С., Дуравлев Б.В. и др. - Я.Ф., 1980, т.31, с.561.
2. Kolbach C. - Acta phys.slov., 1975, v.25, p.100.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$

Муравлев Б.В., Груша О.В., Иванова С.П.,
Трыкова В.И., Шубин Д.Н.

(ФЭИ, НИИЯФ МГУ)

Проведен анализ спектров нейтронов из реакции α -частиц с энергией 26 и 45 МэВ с ядрами ^{181}Ta . В рамках статистической теории описаны экспериментальные спектры равновесной эмиссии нейтронов. Рассчитаны сечения реакций на различных этапах испарительного каскада.

The analysis of the neutron spectra from α -particle reactions with Ta for $E = 26,8$ and $E = 45$ MeV are performed. The experimental equilibrium emission neutron spectra are described on the basis of the statistical theory. The reaction cross-sections are calculated on the every deexcitation step.

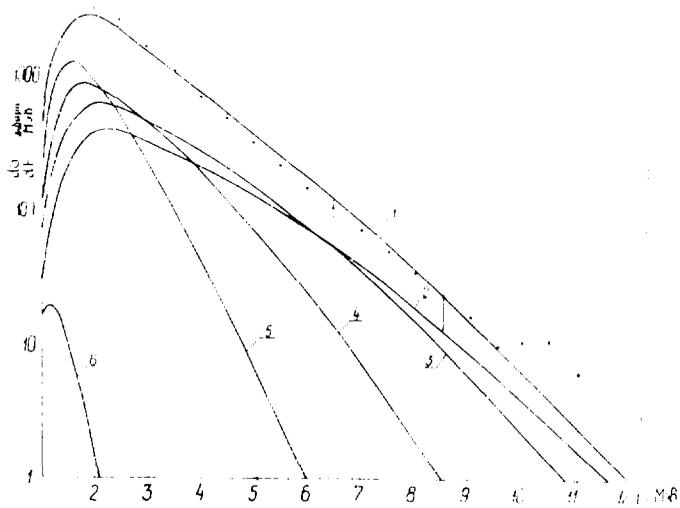
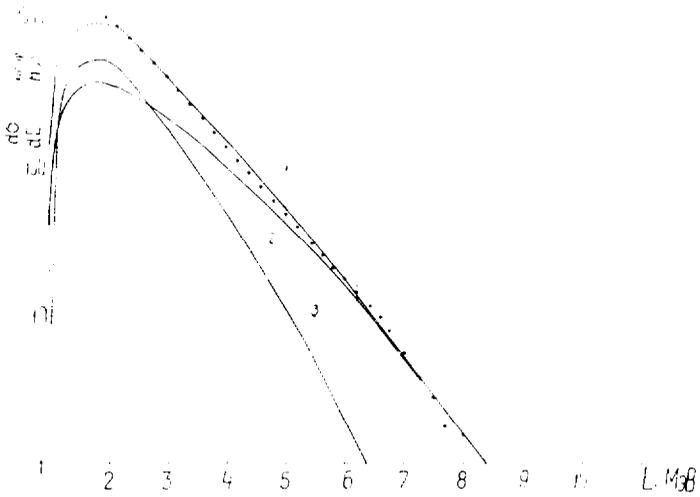
Изучение ядерных реакций с участием сильно возбужденных ядер, интерес к которым в последние годы значительно возрос [1], требует достаточно корректного описания плотности уровней в широком интервале энергий возбуждения и моментов. Существующие в настоящее время систематики плотности уровней, основанные, главным образом, на экспериментальных данных по плотности состояний при энергии возбуждения порядка энергии связи нейтрона [2+5], в области высоких энергий следует применять с известной осторожностью. Отсюда следует необходимость привлечения данных из других областей энергий и более широкого круга ядерных реакций. В данной работе экспериментальные данные, полученные при взаимодействии α -частиц с энергией 26 и 45 МэВ, проанализированы на основе статистической теории ядерных реакций. Получено хорошее описание интегральных спектров равновесной эмиссии нейтронов. Параметры плотности уровней, с которыми описаны нейтронные спектры как при энергии α -частиц 26 МэВ, так и 45 МэВ, соответствует подобранным по наилучшему описанию нейтронных спектров и сечений на отдельных этапах испарительного каскада в реакциях с протонами при энергии $E_p=22$ МэВ.

Спектры нейтронов из реакции $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$ измерялись при энергии налетающих α -частиц 26 и 45 МэВ под углами 30, 60, 90, 120 и 150° . Измерения проводились методом времени пролета на 150 см-циклотроне ФЭИ [6]. В качестве мишени использовалась металлическая

фольга толщиной $19,9 \text{ мкг/см}^2$ и обогащением 99,99%. Ток на мишени составлял в среднем 30 нА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стибьена ($\phi = 70 \text{ мм}$, $h = 50 \text{ мм}$) и фотоумножителя ФЭУ - 30 со схемой $n-\gamma$ дискриминации. Эффективность детектора до энергии 15 МэВ определялась по спектру мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf , измеряемого методом времени пролета, для более высоких энергий - рассчитывалась методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществами сцинтиллятора [7]. Разрешающая способность спектрометра, определяемая по ширине γ -пика на полувысоте, составляла 1 нс/м при пролетной базе 2,5 м. Спектры анализировались в предположении, что в наблюдаемый спектр дают вклад равновесный и прямой механизмы. Вклад прямой компоненты определялся из анализа угловых распределений [8]. Спектры нейтронов равновесной эмиссии, определенные как разность суммарного спектра и вклада прямого механизма, представлены темными кружками на рис. 1 для энергии α -частиц 26 МэВ и на рис. 2 - для 45 МэВ. Здесь же представлены результаты расчетов (сплошной кривой), которые проводились на основе статистической теории ядерных реакций с учетом конкуренции нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов на всех этапах распада. Цифрами обозначены спектры, соответствующие различным этапам распада: (1) - суммарный спектр, (2) - спектр первого нейтрона, (3) - спектр второго нейтрона и т.д. Более детальное описание метода расчета относительных вероятностей эмиссии частиц и γ -квантов, спектров и других величины приведено в работе [9]. Параметры плотности уровней ρ и σ для соответствующих остаточных ядер, с которыми проводились расчеты, приведены в таблице 1. В таблице 2 приведены полное сечение, сечение прямых процессов, а также сечения на различных этапах испарительного каскада. Обращает на себя внимание сильная конкуренция радиационного канала на последних этапах распада (на третьем этапе для 26 МэВ и на пятом - для 45 МэВ). Таким образом достигнуто удовлетворительное описание нейтронных спектров в реакциях с протонами при $E_p = 22 \text{ МэВ}$ альфа-частицами при $E_\alpha = 26$ и 45 МэВ.

Таблица 1

Остаточное ядро	ρ , МэВ ⁻¹	σ , МэВ	Остаточное ядро	ρ , МэВ ⁻¹	σ , МэВ
^{185}Re	22,0	-0,4	^{182}Re	21,4	-0,87
^{184}Re	21,8	-0,84	^{181}Re	19,4	-0,27
^{183}Re	20,2	-0,67	^{180}Re	19,0	-0,87



Экспериментальные спектры равновесной эмиссии нейтронов (темные кружки) и рассчитанные спектры нейтронов. Цифрами обозначены кривые, соответствующие различным этапам распада: (1) — суммарный спектр, (2) — спектр первого нейтрона, (3) — спектр второго нейтрона и т.д. Рис. 1 — $E_\alpha = 26$ МэВ, Рис. 2 — $E_\alpha = 45$ МэВ

Таблица 2
Сечения эмиссии нейтронов (мбарн)

Сечение	E _α , МэВ		Сечение	E _α , МэВ	
	26	45		26	45
<i>σ_{abs}</i>	890	1714	<i>σ_{3n}</i>	1.0	1.70
<i>σ_{dir}</i>	66	494	<i>σ_{3nγ}</i>	-	288
<i>σ_{1n}</i>	824	1220	<i>σ_{4n}</i>	-	1302
<i>σ_{2n}</i>	868	1591	<i>σ_{4nγ}</i>	-	1294
<i>σ_{2nγ}</i>	867	-	<i>σ_{5n}</i>	-	7

Список литературы

1. Symposium on neutron Cross-sections from 10 to 50 MeV., ENL-NCS-51245, 1980.
2. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. Can. J. Phys., 1965, v.63, p.1446.
3. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, Москва, 1969.
4. U.Facchini, E.Saetta-Menichella. Energia Nucleare, 1968, v.15, p.54.
5. W.Dilg, W.Ghonte, H.Vonach, M.Uhl. Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
6. Н.С.Емрюков, Б.В.Дуравлев и др. Ядерная физика (1980) т.31, 561.
7. Л.В.Чушков. Препринт ИАЭ - 2594, 1975.
8. Н.С.Емрюков, Б.В.Дуравлев и др. Нейтронная физика, ЦНИИатоминформ, (1980) ч.2, стр.30.
9. С.П.Иванова, Д.Н.Дубин ЯФ, 1982, 35, 318.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ, ВЫЗВАННЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ

Н.С.Биряков, Б.В.Журавлев, А.П.Руденко, С.А.Сальников, В.И.Трыкова
(ФЭИ)

В работе измерены спектры и угловые распределения нейтронов в реакциях, вызванных α -частицами с энергией 26,8 МэВ на ядрах ^{27}Al , ^{53}Cr , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{94}Zr , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta . Из анализа экспериментальных данных определен вклад равновесных и неравновесных процессов. Определены параметры плотности уровней для исследуемых ядер.

The spectra and angular distributions of the neutron from α -particles induced reactions on nuclei ^{27}Al , ^{53}Cr , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{94}Zr , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta are measured at energy 26.8 MeV. The equilibrium and non-equilibrium components are determined from analysis of the experimental data. The level density parameters have been extracted too.

Спектры нейтронов из реакций, вызванных α -частицами с энергией 26,8 МэВ на ядрах ^{27}Al , ^{53}Cr , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni , ^{90}Zr , ^{91}Zr , ^{94}Zr , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{122}Sn , ^{181}Ta измерялись под углами 30° , 60° , 90° , 120° , 150° . Измерения проводились методом времени пролета на 150-см циклотроне ФЭИ [1]. В качестве мишеней использовались металлические фольги, толщина и изотопное обогащение которых указаны в работе [2]. Ток на мишени составлял в среднем 30 нА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стильбена ($\phi = 70$ мм, $H = 50$ мм) и фотоумножителя ФЭУ-30 со схемой $n-\gamma$ дискриминации по принципу раздельного интегрирования компонент заряда [3]. Эффективности детектора до 15 МэВ определялась измерением спектра мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf методом времени пролета; для более высоких энергий рассчитывалась методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора [4]. Разрешающая способность спектрометра, определяемая по ширине γ -пика на полувысоте, составляла 1 нс/м при пролетной базе 2,5 м.

Характерный интегральный спектр нейтронов, испущенных в реакции на ядрах ^{90}Zr , приведен на рисунке. Гистограммой представлен спектр асимметричной компоненты углового распределения нейтронов, определенной графически из наблюдаемых угловых распределений по 1 МэВ энергетическим интервалам. В пределах ошибок определения спектр асимметричной компоненты согласуется с интегральным спектром в высокоэнергетической части, указывая тем самым на преимущественно прямой механизм взаимодействия.

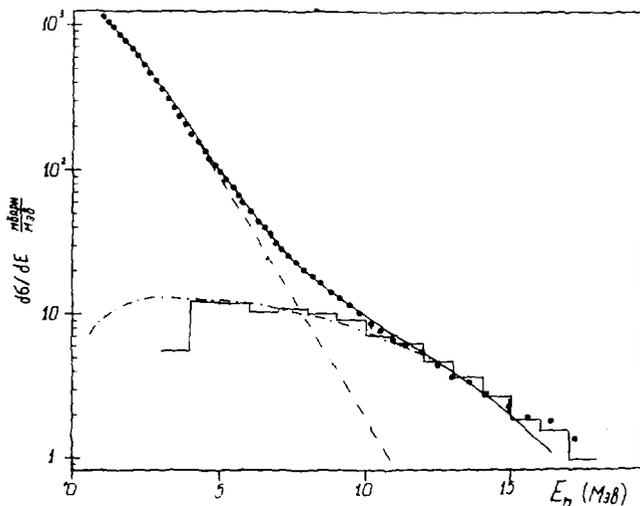


Рис. Спектры нейтронов из реакции $^{90}\text{Zr}(\alpha, n)$.
 ● - интегральный спектр (эксперимент), гистограмма - спектр асимметричной компоненты. Кривые - расчет по формуле (1): - - - - - равновесная часть, - - - - - неравновесная часть, ——— - суммарный спектр

Исходя из предположения, что механизм реакции представляет собой сумму равновесной и прямой компонент, сечение эмиссии нейтронов можно записать в следующем виде:

$$\sigma(E_n) = A_1 \cdot E_n^{5/11} \cdot \exp(-12/11 \cdot E_n/T) + A_2 \cdot \sqrt{E_n} \cdot U^{n-1}, \quad (1)$$

где E_n - энергия нейтронов, T - температура ядра после испарения первого нейтрона, U - энергия возбуждения остаточного ядра, n - число экситонов в остаточном ядре, A_1 и A_2 - константы.

Первый член суммы, описывающей равновесный распад компаундной системы, - формула Лекутера [5], полученная в модели последовательного испарения частиц. Второй - сечение прямого взаимодействия, полученное при определенных предположениях относительно усредненного матричного элемента и плотности состояний в остаточном ядре [2]. Результаты анализа нейтронных спектров согласно выражению (1) представлены на рисунке и в таблице.

Ядро- матрица	$E_{\alpha} = 26,8 \text{ МэВ}$			$E_{\alpha} = 45,2 \text{ МэВ} [2]$			$\alpha, \text{МэВ}^{-1}$
	$T, \text{МэВ}$	n	$\sigma_{dir}, \text{мбарн}$	$T, \text{МэВ}$	n	$\sigma_{dir}, \text{мбарн}$	
^{27}Al	$2,34 \pm 0,03$	3	34 ± 3	$2,81 \pm 0,03$	3	145 ± 10	$4,7 \pm 0,2$
^{53}Cr	$1,91 \pm 0,02$	4	158 ± 20	$2,27 \pm 0,03$	3	264 ± 19	$7,6 \pm 0,4$
^{56}Fe	$1,86 \pm 0,02$	3	53 ± 6	$2,11 \pm 0,02$	3	248 ± 17	$6,6 \pm 0,3$
^{58}Ni	$1,86 \pm 0,02$	3	30 ± 3	$2,04 \pm 0,02$	3	151 ± 11	$5,5 \pm 0,3$
^{60}Ni	$1,73 \pm 0,02$	3	65 ± 6	$2,02 \pm 0,02$	3	296 ± 21	$6,7 \pm 0,3$
^{62}Ni	$1,76 \pm 0,02$	3	47 ± 5	$2,04 \pm 0,02$	3	339 ± 24	$7,0 \pm 0,4$
^{90}Zr	$1,32 \pm 0,02$	3	131 ± 12	$1,75 \pm 0,02$	3	384 ± 27	$11,5 \pm 0,6$
^{91}Zr	$1,42 \pm 0,02$	3	101 ± 10	$1,77 \pm 0,02$	3	419 ± 29	$11,0 \pm 0,6$
^{94}Zr	$1,42 \pm 0,02$	3	101 ± 10	$1,81 \pm 0,02$	3	445 ± 31	$10,7 \pm 0,5$
^{113}Cd	$1,31 \pm 0,02$	4	107 ± 12	$1,77 \pm 0,02$	3;4	329 ± 30	$13,9 \pm 0,7$
^{119}In	$1,29 \pm 0,02$	3	83 ± 8	$1,69 \pm 0,02$	3	382 ± 27	$11,9 \pm 0,7$
^{122}Sn	$1,27 \pm 0,01$	3	113 ± 12	$1,66 \pm 0,02$	3	499 ± 35	$12,6 \pm 0,7$
^{181}Ta	$0,94 \pm 0,01$	3	66 ± 7	$1,27 \pm 0,01$	3	494 ± 32	$18,7 \pm 1,0$

Примечание: σ_{dir} - сечение неравновесной эмиссии.

Интегральные спектры и спектры асимметричной компоненты хорошо согласуются с расчетом по формуле (1) с параметрами, представленными в таблице. Наиболее описание спектров асимметричной компоненты и соответственно жесткой части нейтронных спектров в большинстве случаев достигается при $n=3$, как и при $E_{\alpha}=45,2 \text{ МэВ}$ [2]. Физически это соответствует прямому процессу тройного срыва при взаимодействии α -частицы с ядром. Имеющиеся отклонения ($n=4$ для ^{53}Cr и ^{113}Cd) подчеркивают, по-видимому, тот факт, что второй член выражения (1) описывает лишь некоторую общую закономерность, не отражая индивидуальных особенностей прямого взаимодействия. На это же указывают и довольно сильные изменения отношения сечений неравновесной эмиссии при $E_{\alpha}=45,2 \text{ МэВ}$ и $E_{\alpha}=26,8 \text{ МэВ}$, связанные, по-видимому, с различной зависимостью усредненного матричного элемента от энергии α -частиц.

Важным моментом проведенного анализа представляется получение информации из спектра равновесной эмиссии о плотности уровней ядер в области высоких энергий возбуждения. Процедура состояла в нахождении температуры ядра "Т" после испарения первого нейтрона методом Лекутера [5] и последующего определения параметра плотности ядерных уровней в модели ферми-газа "Q":

$$a = \left(\frac{1}{T} + \frac{3}{2\bar{U}} \right)^2 \bar{U} \quad (2)$$

где $\bar{U} = E_d - 2T + Q$ - средняя энергия возбуждения остаточного ядра.

Извлеченные таким образом значения параметра плотности представлены в таблице. Удовлетворительное согласие их в целом с данными систематики [6] указывает на правильность произведенного в работе разделения механизма реакции.

Таким образом, спектры нейтронной эмиссии при $E_d = 26,8$ МэВ, также как при $E_d = 45,2$ МэВ, могут быть интерпретированы в рамках традиционных равновесного и усредненного прямого механизмов реакции.

Список литературы

1. Н.С.Бириков, Б.В.Журавлев и др. ЯФ (1980), т.31,561.
2. Н.С.Бириков, Б.В.Журавлев и др. В кн. "Нейтронная физика" (Материалы 5-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980), Москва, ЦНИИАтоминформ, (1980), ч.2, с.30.
3. Н.С.Бириков, Б.В.Журавлев и др. В кн.: "Neutron Induced Reactions" (Proceedings of the Second Inter. Symp. June 25-29, 1979, Smolenice), Bratislava, 1980, p.435.
4. Л.В.Чулков. Препринт ИАЭ-2594, (1975).
5. Le Couteur K.J., Lang D.W. - Nucl.Phys., 1959, v.13, p.32.
6. Dilg W., Schantl W. and Vonach H. - Nucl.Phys., 1973, A.217, p.269.

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ (p, n) - РЕАКЦИЙ В РАМКАХ
МНОГОКАСКАДНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С УЧЁТОМ ВКЛАДА
НЕЙТРОНОВ ОТ НЕРАВНОВЕСНОГО РАСПАДА

М.И. Свирин

(ФЭИ)

В работе проведён анализ интегральных спектров нейтронов из (p, n) - реакций при энергии протонов 22,4 МэВ. Изоспиновая зависимость сечения нестатистического распада объясняется в рамках предравновесной модели.

This paper contains the analysis of neutron spectra from the reactions (p, n) at the proton energy of 22,4 MeV. Isospin dependence of the emission cross-section is explained in the framework of mechanism of the preequilibrium decay.

Экспериментальные и теоретические исследования механизма ядерных реакций показали, что наряду с традиционным статистическим механизмом необходимо учитывать нестатистический, чтобы описать наблюдаемую форму энергетических спектров продуктов реакций. В качестве теории, объясняющей нестатистическую эмиссию частиц, широкое распространение получила экситонная модель предравновесного распада [1]. В рамках этой модели получено сравнительно хорошее феноменологическое описание жесткой компоненты интегральных спектров, но не предсказывается асимметрия угловых распределений продуктов реакций, которая указывает на прямой механизм возникновения жестких частиц. Учёт вклада нейтронов нестатистического распада в рамках формализма теории прямых переходов представляет довольно сложную задачу, поэтому для анализа интегральных спектров нейтронов из (p, n) - реакций на ядрах ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th при энергии протонов 22,4 МэВ [2] в настоящей работе применялась экситонная модель.

Для параметризации данных по спектрам нейтронов использова-

лось выражение

$$dG/dE = G^{\text{стат}} p(E) + G^{\text{нестат}} f(E) / \int f(E') dE'. \quad (1)$$

Вероятность эмиссии нейтрона $p(E)dE$ с энергией от E до $E+dE$ в статистическом процессе распада для $^{232}\text{Th} (p, n)$ - реакции определялась по формуле

$$p(E)dE = \sqrt{E} \exp(-E/T) dE / \int \sqrt{E'} \exp(-E'/T) dE', \quad (2)$$

а для остальных реакций вычислялась в рамках многокаскадной статистической модели с учётом конкуренции открытых каналов реакции, как это делалось в работе [3]. В расчётах использовалась зависимость для плотности уровней, полученная в модели ферми-газа:

$$\rho(U) = \text{const} (U')^{-H} \exp(2\sqrt{aU'}), \quad (3)$$

где $U' = U - \Delta$ - эффективная энергия возбуждения остаточного ядра. Значения Δ брались из работы [4]. Форма спектра предравновесной эмиссии нейтронов определялась соотношением

$$f(E) = E \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} (U'/E^*)^{n-2} (n-1)n(n+1),$$

где $E^* = (A/(A+1))E_p + \beta_p$; $U = E^* - \beta_N - E$. Первоначальное число экситонов n_0 принималось равным 3. Значения энергии связи протона β_p и нейтрона β_N брались из работы [5]. Экспериментальные данные обрабатывались методом наименьших квадратов. Минимизировалась сумма квадратов отклонений

$$\chi_K^2 = \sum_{j=1}^K (dG^{\text{эксп}}/dE_j - dG^{\text{расч}}/dE_j)^2 / \theta_j^2$$

по трём подбираемым параметрам a (или T), $G^{\text{стат}}$, $G^{\text{нестат}}$. На рис. 1 представлены экспериментальные спектры и результаты оптимальной подгонки по формуле (1). В таблице даны оптимальные величины сечения нестатистического распада, параметра плотности уровней, полученные из анализа интегральных спектров нейтронов для двух значений $H = 5/4$ и 2 в выражении (3). Для сравнения приводятся данные по нейтронным резонансам [6].

В работе [7] установлено, что сечение нестатистического распада (p, n) - реакций пропорционально величине $(N-2)/A$. Покажем, что соотношение, полученное в рамках экситонной модели предравновесного распада, описывает такую изоспиновую зависимость сечения. Выражение для сечения предравновесного распада G_{pr} с учётом чётно-нечётных различий в плотности уровней при некоторых предположениях запишется в виде

$$G_{pr} \approx G_{\text{abs}} \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} n p_n / (1 + \beta A^{1/3} / [\frac{(n+1)^2}{n} (\frac{U_N - \Delta}{E^*})^n]). \quad (4)$$

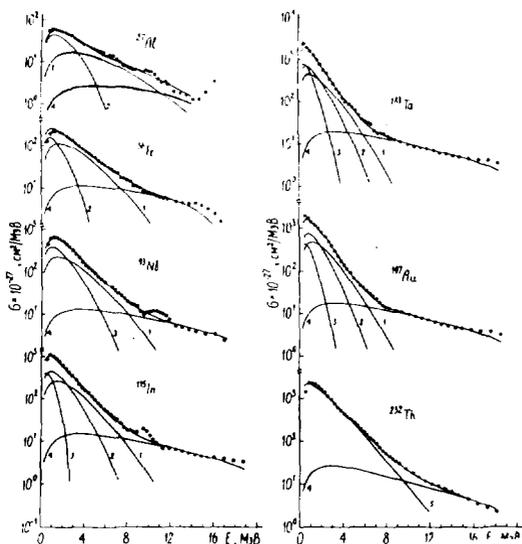


Рис. 1. Экспериментальные спектры нейтронов (●) из (p, n) - реакций при энергии протонов 22,4 МэВ и рассчитанные (—) по формуле (1). Кривые 1, 2 и 3 соответственно спектры нейтронов первого, второго и третьего каскадов; 4 - вклад нейтронов предравновесной эмиссии; 5 - подгонка по формуле (2)

Результаты анализа интегральных спектров нейтронов из (p, n) - реакций при энергии протонов 22,4 МэВ

Ядро-мишень	^{27}Al	^{56}Fe	^{93}Nb	^{115}In	^{181}Ta	^{197}Au	^{232}Th
$G_{54,2}$, мб	27 ± 4 38 ± 5	110 ± 20	144 ± 27	165 ± 32	193 ± 42	178 ± 30	241 ± 45
$d_{5/4}$, МэВ ⁻¹	$2,62$ $\pm 0,13$	$7,63$ $\pm 0,28$	$10,00$ $\pm 0,30$	$12,00$ $\pm 0,40$	$20,00$ $\pm 0,76$	$19,88$ $\pm 0,71$	
d_2 , МэВ ⁻¹	$4,38$ $\pm 0,18$	$8,75$ $\pm 0,31$	$11,63$ $\pm 0,35$	$13,50$ $\pm 0,44$	$21,50$ $\pm 0,79$	$21,25$ $\pm 0,73$	
$d_{рез}$, МэВ ⁻¹ [6]	^{25}Mg	^{56}Mn	^{92}Zr	^{115}Sn	^{181}Hf	^{196}Pt	T, МэВ $1,375$ $\pm 0,030$
	$4,35$	$7,82$	$11,62$	$15,78$	$21,67$	$21,19$	
	^{28}Al	^{57}Fe	^{93}Zr		^{181}Ta	^{198}Au	
	$3,96$	$8,41$	$12,96$		$21,18$	$20,24$	

Здесь $\beta = 2\pi^2 \hbar^2 \alpha E^* / (m r_0^2)$; $U_M = E^* - B_M$. При выводе формулы (4) сечение обратной реакции для нейтронов принималось равным $\pi r_0^2 A^{2/3}$, где $r_0 = 1,37 \cdot 10^{-15}$ м. Из анализа экспериментальных данных по сечению (n, p) - реакций в работе [8] выбран параметр взаимодействия $\alpha = \langle |M|^2 \rangle g^4 / A = 3,3 \cdot 10^{-4}$ МэВ⁻². Параметризация матричного элемента в виде $\langle |M|^2 \rangle = K F A^{-3} (E^*)^{-1}$ [9] даёт для α выражение $\alpha = K F (E^*)^{-1} (g/A)^4 = 3,33 \cdot 10^{-5}$ МэВ⁻⁴ $K F / E^*$ при $a = A/8$ ($a = \pi^2 g^2 / 6$). $K F$ - свободный параметр модели. Вычисления σ_{br} по формуле (4) при $\beta = \beta_1 = 0,1438$ МэВ⁻¹ E^* ($\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4}$ МэВ⁻²) и $\beta = \beta_2 = 4,1$ ($\alpha = 3,33 \cdot 10^{-5}$ МэВ⁻⁴ $K F / E^*$, где $K F = 285$ МэВ³) проводились для достаточно широкого круга ядер

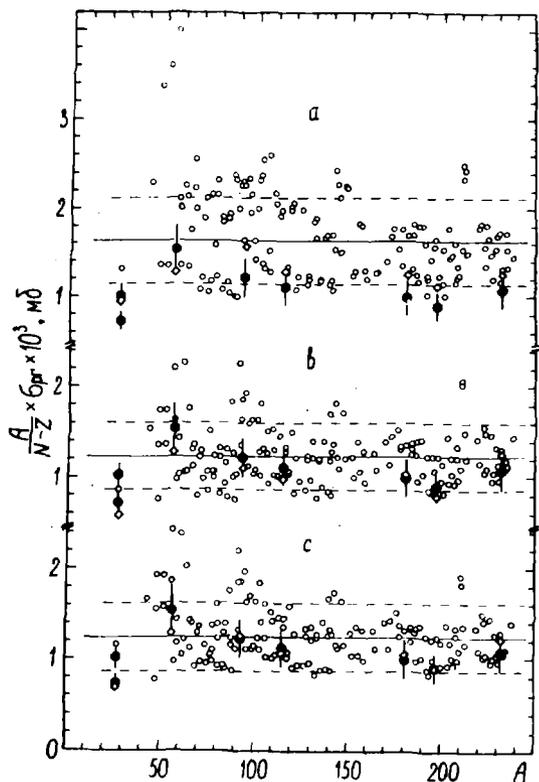


Рис. 2. Изоспинная зависимость сечения предравновесного распада. Расчёт по формуле (4):
 а - $\beta = \beta_1, \Delta = 0$
 в - $\beta = \beta_1, \Delta [A]$
 с - $\beta = \beta_2, \Delta [A]$
 \diamond - для $E_p = 22,4$ МэВ;
 \circ - для $U_M = 21,2$ МэВ;
 — - среднее значение;
 - - - - 30% отклонение от среднего значения.
 ● - результаты анализа экспериментальных спектров нейтронов

($A=43+238$) с Δ из работы [4] и для сравнения при $\beta = \beta_1$ с $\Delta = 0$. Значения U_M принимались равными 21,2 МэВ, что близко к соответствующим значениям U_M для исследуемых реакций (p, n) на ядрах ^{93}Nb , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th при $E_p = 22,4$ МэВ. Коэффициент $n\rho n$ брался равным $2/3$. Сечение поглощения σ_{abs} рассчитывалось на основе оптической модели [10]. Результаты анализа представлены на рис.2 (а,в,с). Значения $(A/(N-Z))\sigma_{pr}$ приводятся в зависимости от A . Расчёт лучше согласуется с экспериментальными результатами, если учитывать чётно-нечётные различия в плотности уровней. Несмотря на грубость используемых в экситонной модели приближений, она предсказывает изоспиновую зависимость сечения нестатистического распада, как видно из рис.2, в пределах $\pm 30\%$ отклонения от среднего значения для основной массы ядер.

Список литературы

1. Blann M. - *Phys. Rev. Letters*, 1970, v.21, N 18, p.1357;
Williams F.C. - *Phys. Letters*, 1970, v.31B, N 4, p.184;
Gadioli E. - *Nucleonika*, 1976, v.21, p.385.
2. Свири́н М.И., Матусевич Е.С., Прохоров С.С. - Препринт ФЭИ-1388. Обнинск, 1983.
3. Свири́н М.И., Прохоров С.С. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.4 (48), с.53.
4. Gilbert A., Cameron A.G.W. - *Can. J. Phys.*, 1965, v.43, N 8, p.1446.
5. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1965.
6. Baba N. - *Nucl. Phys.*, 1970, v.A159, p.625.
7. Дуравлёв Б.В. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2 (41), с.53.
8. Braga-Marcuzzan G.M., Gadioli-Erba E., Milazzo-Colli L., Sona P.G. - *Phys. Rev.*, 1972, v.06, p.1398.
9. Kalbach-Cline S. - *Nucl. Phys.*, 1973, v.A210, p.590.
10. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Шляскин В.И. - Препринт ФЭИ ОБ-124. Обнинск, 1981.

Секция УП*
НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА
И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТОМНОГО ЯДРА

Председатель Ю.Г.Абов
Секретарь Т.И.Яковенко

ИЗУЧЕНИЕ НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ
В ИДЕАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ю.Г.Абов, Ф.Г.Кулджанов, Н.О.Елютин, А.О.Эйдлин
(ИГЭФ)

Впервые на монокристалле германия наблюдаются явления, обусловленные интерференцией падающей и рассеянной нейтронных волн: дарвиновский "столбик" и аномальное пропускание. Получено хорошее согласие с динамической теорией дифракции нейтронов.

First time for the case of single crystal of germanium phenomena stimulated by interference of incoming and scattered neutron waves were observed: Darwin's "table" and anomalous transition. Good agreement with dynamic theory of neutron diffraction obtained.

Взаимодействие тепловых нейтронов с высокосоввершенными ("идеальными") кристаллами описывается динамической теорией (ДТ), учитывающей обратное воздействие рассеянных волн на первичную. Согласно этой теории [1-2] падающая волна возбуждает в кристалле самосогласованное нейтронное поле, являющееся суперпозицией бесконечного числа волн. В наиболее часто реализуемом случае двух сильных по сравнению с другими волн вблизи угла Вульфа-Брэгга в кристалле возникает бреховская волна, которую можно представить в виде суперпозиции четырех плоских волн: двух преломленных и двух отраженных.

При дифракции в геометрии Брэгга от толстого кристалла на выходной грани генерируется только отраженная волна. Если отсутствует поглощение, ДТ предсказывает следующий вид (рис.1а) дифракционного максимума, так называемый столбик Дарвина:

$$R(y) = \begin{cases} 1 & , |y| \leq 1 \\ 1 - \sqrt{1 - y^2} & , |y| > 1 \end{cases} \quad (I)$$

* Продолжение см. в т.4.

где ψ - угловая переменная, линейным образом связанная с отклонением от значения точного угла Брэгга $\Delta\theta_B$. В интервале углов, соответствующем $|\psi| \leq 1$

$$\Delta\psi_0 = \frac{2 \cdot |F_{hkl}|^2 \cdot \lambda^2}{\pi \cdot \sqrt{\delta_0} \cdot V_c \cdot \sin 2\theta_B} \quad (2)$$

происходит полное отражение падающей волны. В формуле (2) F_{hkl} - структурный фактор ячейки, $\delta_0 = \cos \psi_0$, $\delta_{hkl} = \cos \psi_{hkl}$, λ - длина волны, V_c - объем элементарной ячейки. Эффект полного отражения падающей волны в области II (рис. 1а) связан с экспоненциальным убыванием волнового поля в кристалле с глубиной (экстинкцией). По аналогии с обратным коэффициентом поглощения μ_0^{-1} вводится длина экстинкции (t_e - толщина, на которой нейтронное поле ослабляется в e раз). Согласно ДТ

$$t_e = \frac{\pi \cdot V_c \cdot \sqrt{\delta_0} / |F_{hkl}|}{\lambda \cdot |F_{hkl}| \cdot \sqrt{1 - \psi^2}} \quad (3)$$

таким образом, t_e достигает своего минимального значения при $\psi = 0$ ($\Delta\theta_B = 0$), а при $\psi = 1$ обращается в бесконечность, что означает отсутствие экстинкционного поглощения. При отражении от $Ge(III)$ при $\delta_0 = |F_{hkl}|$ $\psi = 0$, $t_e = 18,5$ мкм, а так как $\mu_0^{-1} = 0,053 = 17,3$ см, т.е. $t_e \ll \mu_0^{-1}$, то в большинстве случаев оправдывается приближение прозрачного кристалла.

При рассмотрении дифракции по Бреггу необходимо различать три случая падения первичной волны (см. рис. 1, б, в, г): S - случай (терминология Реннингера [3]), так называемый симметричный случай, когда поверхность кристалла параллельна отражающим плоскостям hkl , $\psi = 0$, $\delta_0 = |F_{hkl}|$, и два асимметричных случая, а именно: R - случай, при котором наличие угла ψ приводит к увеличению угла скольжения падающей волны, $\psi < 0$, $\delta_0 > |F_{hkl}|$ и V - случай, при котором наличие угла ψ приводит к уменьшению угла скольжения падающей волны, $\psi > 0$, $\delta_0 < |F_{hkl}|$. Согласно [2]

$$\frac{\Delta\psi_0^{R,V}}{\Delta\psi_0^S} = \frac{\sqrt{|F_{hkl}|}}{\delta_0} = \frac{\sqrt{\sin(\theta_B + \psi)}}{\sin(\theta_B - \psi)} \quad (4)$$

При R - падении происходит сужение, а при V - расширение области полного отражения. Кроме того, для волны, отраженной от системы плоскостей hkl :

$$\frac{\Delta \psi_{HKE}^{R,V}}{\Delta \psi_0^R} = \sqrt{\frac{\delta_0}{\delta_{HKE}}} = \sqrt{\frac{\sin(\theta_B - \varphi)}{\sin(\theta_B + \varphi)}} \quad (5)$$

Таким образом, наличие асимметрии приводит в R -случае к увеличению угловой расходимости дифрагированной волны по сравнению с падающей, а в V -случае - к уменьшению.

ДТ показывает, что максимумы и минимумы волнового поля, возбуждаемого в кристалле, располагаются на плоскостях, параллельных атомарным. В области I (рис. I, а) на атомарных плоскостях лежат минимумы, а в области III на те же плоскости приходятся максимумы. В области II положения минимумов и максимумов монотонно меняются от одного до другого крайних положений. Следовательно, наличие нормального поглощения должно приводить в области I к аномальному прохождению, а в III к аномальному поглощению. В области II поглощение не играет существенной роли, так как для используемых в работе кристаллов Ge $t_e \ll \mu_0^{-1}$ ($\sim 10^4$ раз). Поэтому поглощение в высокосовершенных кристаллах носит интерференционный характер, что приводит к асимметрии коэффициентов отражения $R(y)$ и прохождения $T(y)$ и является проявлением эффекта Кагана-Афанасьева [4], который ранее наблюдался в геометрии Лауэ на кристаллах CaS [5].

Для наблюдения истинного профиля $R(\Delta\theta_B)$ и $T(\Delta\theta_B)$ необходимо сформировать высокомонохроматичный малорасходящийся пучок - "зонд", при помощи которого сканируются кривые отражения и прохождения кристалла. Ясно, что угловая расходимость пучка должна быть по крайней мере в несколько раз меньше, чем $\Delta\psi_0$. Такие исследования на кристаллах Si проводились Шаллом [7] и Кикутой [4]. Классические эксперименты по определению формы динамического максимума при дифракции рентгеновских лучей на кристаллах Ge были осуществлены Бубаковой [8] на трехосном дифрактометре. Нами проводились эксперименты на нейтронном спектрометре высокого углового разрешения с использованием высокосовершенных кристаллов Ge (плотность дислокаций $N_d < 10^3 \text{ см}^{-2}$) при отражении от плоскостей (III). В приборе применен принцип двойной монохроматизации [9], при котором изменение энергии нейтронов производится перемещением монокристаллов вдоль оси прямого пучка и их синхронным поворотом вокруг вертикальной оси. Монохроматизированный пучок не меняет своего положения в пространстве, поэтому отпадает необходимость горизонтального перемещения гониметрических столов, располагающихся далее по ходу

пучка, что увеличивает точность прибора и стабильность углового положения кристаллов (сбой кристаллов не превышает $0,4''$ за 16 часов измерений). Конструкция прибора дает возможность изменять в широких пределах схему эксперимента на нейтронном пучке, выходящем из блока двойного монохроматора (БМ). В частности, на рис. 2,а изображена схема трехкристального (I, I, -I) спектрометра, который образуют второй высокосовершенный кристалл БМ и два кристалла далее по ходу пучка, обозначенные соответственно 1, 2, 3. Антипараллельная установка кристаллов 1 и 2 обеспечивала формирование пучка - "зонда", который использовался для изучения динамического максимума кристалла 3. При использовании кристаллов 1 и 2 с $\varphi = 0$ (S - падение) и $\lambda_0 = 1,84 \text{ \AA}$ (отражение Ge (III)) немонахроматичность пучка составляла $\Delta\lambda \approx 2d \cos \theta_B \Delta\psi_B^2 = 6,5 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$, а горизонтальная расходимость $\Delta_m \approx \Delta\psi_B^2 = 2,13''$. Использование кристалла 2 с $\varphi = 9^\circ$ (V - падение) позволяет сузить угловую расходимость пучка - "зонда" в 1,98 раза согласно (5). Высокая монохроматичность приводит к очень низким интенсивностям счета на детекторе, что сильно усложняет калибровку кристаллов.

Методически эксперимент проводился следующим образом. Из БМ за счет отражения от кристаллов пирографитического графита выводился интенсивный пучок нейтронов. Кристаллы 2 и 3 (см. рис. 2,а) устанавливались в параллельной позиции под углом Брэгга, соответствующему $\lambda_0 = 1,84 \text{ \AA}$, и калибровались до получения инструментальной кривой качания ($\sim 4,5''$). Затем в БМ дистанционно производилась замена кристаллов пирографита на Ge, причем, как указывалось выше, кристалл 1 в БМ был высокосовершенным. Начальная длина волны в БМ устанавливалась меньше, чем λ_0 , и с шагом $\delta\lambda \approx 0,009 \text{ \AA}$ производилось ее увеличение, на каждом шаге снимались кривые качания кристалла 3. По мере приближения к точному значению $\lambda = \lambda_0$ пиковая и интегральная интенсивности возрастают, а профиль кривой качания все более приобретает черты столика Дарвина. На рис. 2,б,г приведены кривые качания кристалла 3 для схем ($I^S, I^S, -I^S$) и ($I^S, I^V, -I^V$) (во второй схеме для кристалла 3 $\varphi = 9^\circ$). Как видно, ширина плато в 1-м и 2-м случаях составляет соответственно $2,2''$ и $4,5''$, тогда как области полного отражения согласно (2) равны $2,13''$ и $4,22''$. Налицо предсказываемое ДТ расширение области полного отражения при V -падении.

Информацию о наличии интерференционного поглощения содержат кривые пропускания сквозь кристалл 3 - $T(\Delta\theta_B)$, получившиеся при переводе детектора в положение D' (см. рис. 2,а). Как и у $R(\Delta\theta_B)$ здесь при работе в схеме ($I^S, I^V, -I^V$) наблюдалась

ответное плато в минимуме $T(\Delta\theta_B)$. На "хвостах" кривая пропускания была асимметричной, что свидетельствовало об интерференционном характере поглощения нейтронов, о чем говорилось выше как о проявлении эффекта Катана-Афанасьева. Как видно из рис. 2, в, в области меньших углов падения интенсивность проходящего сквозь третий кристалл пучка на 13-15% больше, чем в области больших углов, тогда как фактор нормального поглощения

$$g = 1 - \exp\left(-\frac{(\sigma_{\text{п}} + \sigma_{\text{н.к}}) N_0 t}{g_0}\right) \approx 17\%, \quad (6)$$

где $\sigma_{\text{п}}$ и $\sigma_{\text{н.к}}$ - соответственно сечения поглощения и некогерентного рассеяния, t - толщина кристалла (5 мм), а N_0 - плотность ядер.

Более оптимальным с точки зрения изучения формы динамического максимума является применение спектрометрической схемы ($I^{\text{I}}, I^{\text{V}}, -I^{\text{V}}$). В этом случае кристалл 2 формирует более "острый" малорасходящийся пучок - "зонд", которым сканируется расширенный по сравнению с S - случаем динамический максимум кристалла 3. Ясно, что при реализации такой схемы кривая качания кристалла 3 будет ближе по форме к собственной кривой отражения кристалла. Результаты такого эксперимента приведены на рис. 2, г.

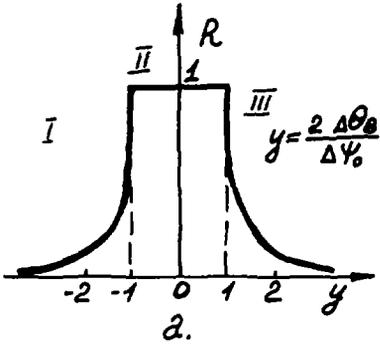
Как видно, экспериментальная кривая асимметрична. Такой профиль динамического максимума характерен для поглощающих кристаллов и известен в литературе как кривая Принса.

Как указывалось выше, кривая $T(\Delta\theta_B)$ в условиях высокого энергетического и углового разрешения обнаружила сильное проявление эффекта аномального пропускания и поглощения (до 85% от нормального поглощения (6) по разные стороны от плато дарвиновского столика). Это дало основание для постановки экспериментов в 2-кристальном варианте ($I, -I$), со значительно худшим энергетическим разрешением $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-2}$, но со значительно более высокой интенсивностью пучка. Схема этого опыта приведена на рис. 3, а. 2-кристальный спектрометр образовывали высоко-совершенный кристалл 1 БСМ и кристалл 2, располагающийся далее по ходу пучка. Изменялись $T(\Delta\theta_B)$ сквозь кристалл 2, причем φ составлял для него $0^\circ, \pm 3^\circ, \pm 6^\circ, \pm 9^\circ$. Результаты эксперимента для нескольких значений φ приведены на рис. 3, б, они

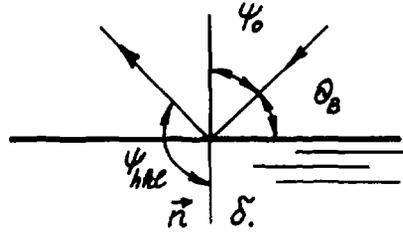
свидетельствуют о наличии асимметрии на хвостах $T(\Delta\theta_B)$, однако эффект составлял всего несколько процентов, что на порядок меньше, чем в случае высокого углового и энергетического разрешения. Кроме того, оказалось, что при $\varphi < 0$ (R - падение) отношение уровней интенсивности "слева" и "справа" от минимума $T(\Delta\theta_B)$ увеличивалось по сравнению с S - случаем, а при $\varphi > 0$ (V - падение) - уменьшалось. Вид зависимости $\rho(\varphi) = (1 - \frac{I_n}{I_1}) \cdot 100\%$ представлен на рис.3,в, где I_1 и I_n - соответственно уровни интенсивности "слева" и "справа" от минимума $T(\Delta\theta_B)$.

Подводя итог, следует отметить, что впервые в практике работы с совершенными кристаллами Ge удалось наблюдать два нейтронооптических эффекта, связанных с динамическим характером рассеяния нейтронов в идеальных кристаллах: эффект аномального поглощения (эффект Кагана - Афанасьева) и профиль истинного брэгговского отражения. Полученные экспериментальные результаты представлены в докладе лишь на качественном уровне, при их детальной обработке возможно получение количественной информации о характере поглощения нейтронов в Ge . Наблюдаемые эффекты уширения плато профиля истинного брэгговского отражения могут оказаться полезными для создания специальных схем нейтронных спектрометров для работы по маломуугловому рассеянию и разработки нейтронных интерферометров. И последнее, представленные нейтронооптические явления в идеальных кристаллах являются прекрасной иллюстрацией квантовомеханического дуализма волна - частица, демонстрируемого на примере интерференционного поглощения нейтронов в идеальной ядерной матрице.

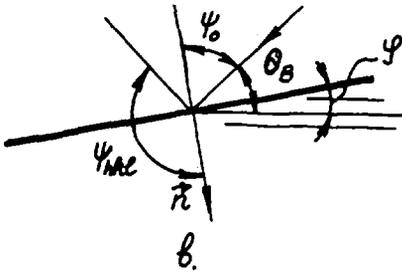
Авторы благодарят А.В.Егорова за помощь в проведении экспериментов.



S- падение, $\varphi = 0$
 $\delta_0 = |\delta_{hkl}|$



V- падение, $\varphi > 0$
 $\delta_0 < |\delta_{hkl}|$



R- падение, $\varphi < 0$
 $\delta_0 > |\delta_{hkl}|$

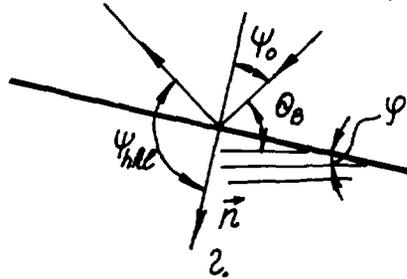


Рис. 1. Динамическая дифракция в геометрии Брэгга: а - профиль брэгговского отражения от совершенного непоглощающего кристалла; б, в, г - различные случаи дифракции в зависимости от ориентации поверхности и отражающих атомарных плоскостей hkl - кристалла

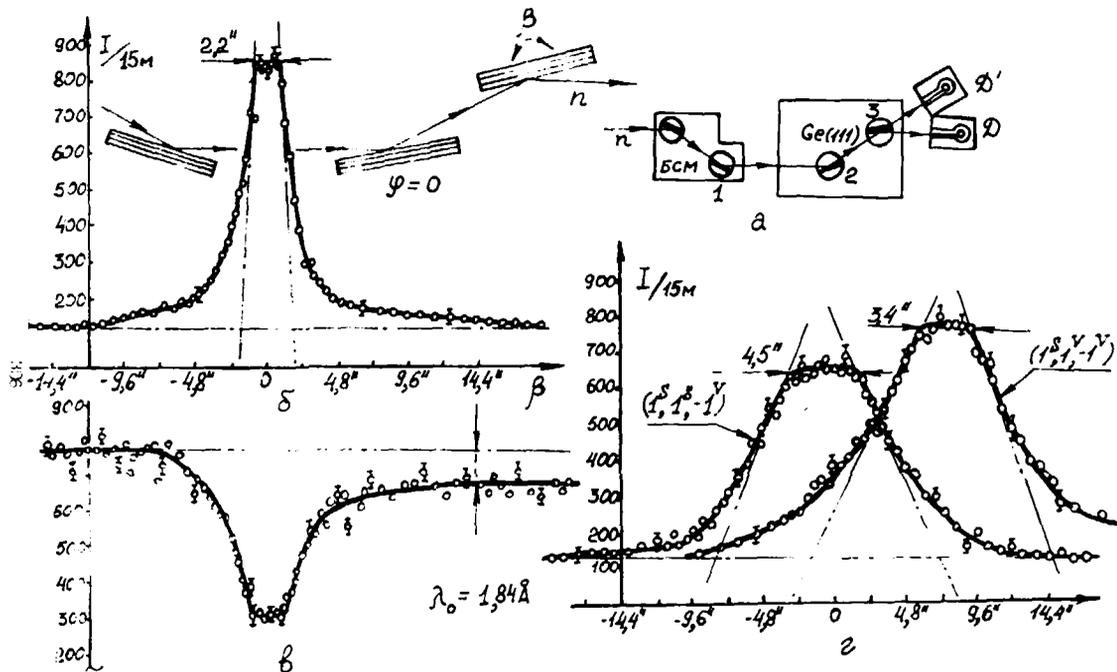
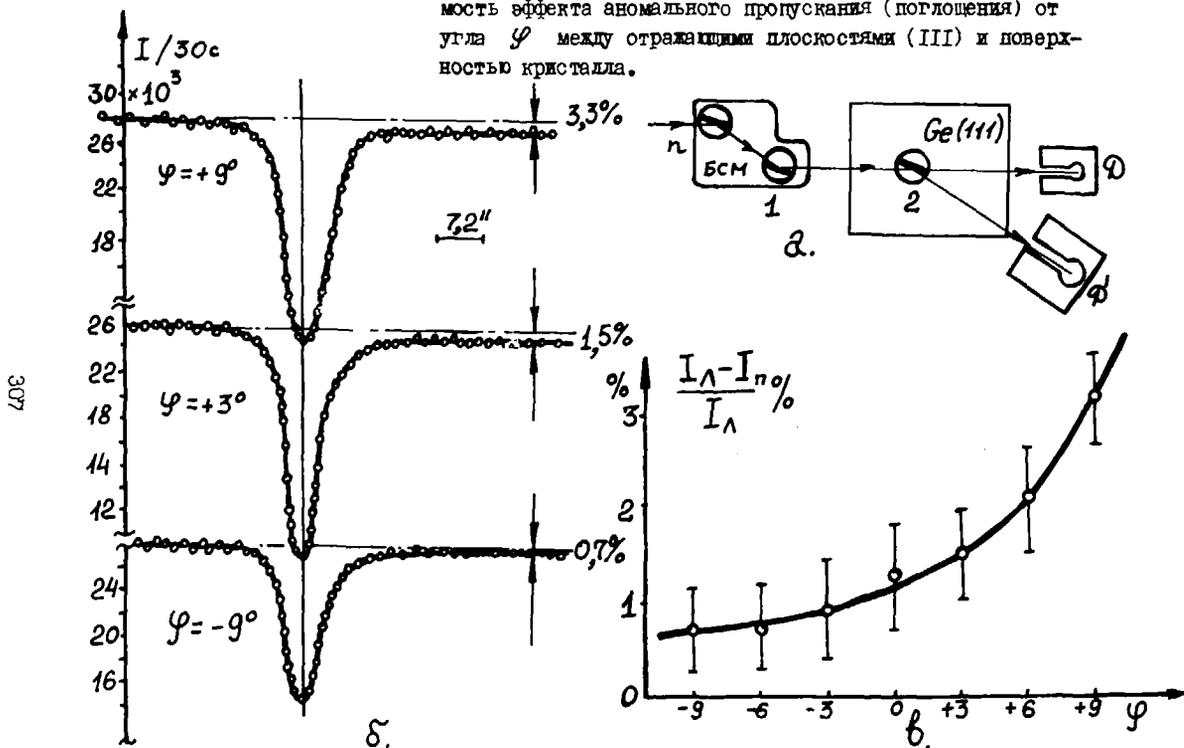


Рис. 2. Эксперименты с тремя совершенными кристаллами в слеме (1, 1, -1): а - схема опыта на нейтронном пучке с $\lambda_0 = 1,84 \text{ \AA}$; б - кривая качания кристалла 3 в позиции $(1^a, 1^a, -1^a)$, $\varphi = 0$; в - кривая пропускания в той же схеме; г - кривая качания в позиции $(1^a, 1^b, -1)$ и $(1^a, 1^b, -1)$

Рис. 3. Эксперименты с двумя совершенными кристаллами в (I, -I)-позиции: а - схема опыта; б - типичные кривые пропускания кристалла 2 для различных значений φ ; в - зависимость эффекта аномального пропускания (поглощения) от угла φ между отражающими плоскостями (III) и поверхностью кристалла.



Список литературы

1. Rauch H. and Atrascheck, "Dynamical Neutron Diffraction", *Topics in Current Physics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1979, pp. 303-351.
2. Пинскер Э.Г. "Рентгеновская кристаллооптика". М., Наука, 1982, с.167-186, 195-220.
3. Renninger M., "The Asymmetric Bragg Reflection and Its Application in Double Diffraction", *Advances in X-ray Analysis*, 1967, 5, 10, pp. 32-41.
4. Каган Ю., Афанасьев А.М. "Подавление неупругих каналов при резонансном рассеивании нейтронов в регулярных кристаллах" *ЖЭТФ*, том 49, вып. II, 1965, с.1504-1517.
5. Шильштейн С.Ш., Соменков В.А., Докашенко В.Н. "Подавление (n, γ) реакции при резонансном рассеивании нейтронов совершенным кристаллом CdS ", *Письма в ЖЭТФ*, том 13, 1971, с.301-305.
6. Hull C.G., "Dynamical Theory Studies" в сб. "Лекции по нейтронной физике (летняя школа ОИЯИ, Алушта, май 1969)", изд. ОИЯИ, Дубна, 1970, с.345-428.
7. S. Kikuta, A. Ishikawa, K. Kohra and S. Hoshino, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 39, 471 (1973)
8. Vubakov R., Drahokoupil J., Fingerland A., "A Contribution To The Theory Of The Triple Crystal Diffractometer", *Czech. J. Phys.*, 811, (1961), pp.205-222.
9. "Нейтроннографическая установка с двойным монохроматором", И.Р.Энтин, В.П.Глазков, В.Б.Моряков, И.В.Наумов, В.А.Соменков, С.Ш.Шильштейн, *ПТЭ*, № 5, 1976, с.56-58.

НЕЙТРОН-АНТИНЕЙТРОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

А.С.Ильинов, М.В.Казарновский, В.А.Кузьмин,
Е.А.Монич, Ю.Я.Стависский, Б.Е.Штерн

(ИЯИ АН СССР)

Феноменологически рассмотрены $n\bar{n}$ -осцилляции в различных средах и системах, оценена нижняя граница периода осцилляций и определены требования к условиям экспериментального обнаружения перехода $n \leftrightarrow \bar{n}$ в свободном состоянии. Обсуждаются пути поиска перехода свободного нейтрона в антинейтрон. Предлагается эксперимент с использованием источника нейтронов мезонной фабрики ИЯИ АН СССР. Показано, что осуществление этого предложения позволит продвинуться в измерении периода $n\bar{n}$ -осцилляций до величины $\sim (0,5+1) \cdot 10^{10}$ с.

The $n\bar{n}$ -oscillations in various media and systems were considered phenomenologically. The low limit of oscillation period was estimated. The requirements to experiment conditions for discovering the $(n \leftrightarrow \bar{n})$ -transition in free state were determined. The ways of search of transition of free neutron into antineutron are discussed. An experiment using a neutron source of the meson factory of the AN USSR IJI is proposed. It is shown that the realization of this proposal will allow to advance the $n\bar{n}$ -oscillation period measurement up to the value $(0,5+1)10^{10}$ s.

Развитые в последние годы объединенные теории элементарных частиц предсказывают существование нового фундаментального взаимодействия. Его частными проявлениями являются хорошо известные сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия. Вместе с тем, это новое взаимодействие приводит к нарушению одного из самых фундаментальных законов природы - сохранения барионного числа, обеспечивающего стабильность материи. Прямые экспериментальными следствиями несохранения барионного числа являются нестабильность протона и нейтрон-антинейтронные переходы. Для понимания природы этого фундаментального взаимодействия чрезвычайно важно независимое обнаружение и исследование как нейтрон-антинейтронных осцилляций, так и распада протона.

Экспериментальное обнаружение этих процессов в настоящее время является вопросом принципиальной важности в физике элементарных частиц. Косвенным подтверждением нарушения барионного числа является успешное решение проблемы отсутствия антивещества во Вселенной (так называемая барионная асимметрия Вселенной). Ряд ведущих лабораторий во всем мире концентрируют свои усилия на экспериментальном решении этого вопроса.

Впервые нейтрон-антинейтронные осцилляции обсуждались в работе [1]. Вопрос о $n \leftrightarrow \bar{n}$ переходах был поднят снова в 1979–1980 г. г. в связи с теориями большого объединения, предсказывающими несохранение барионного числа. Нами была рассмотрена феноменология процесса $n\bar{n}$ -осцилляций, даны оценки периода осцилляций для нейтронов в свободном состоянии и в ядерной материи и предложен эксперимент по наблюдению этого явления [2–4]. Одновременно и независимо теория и феноменология процесса $n\bar{n}$ -осцилляций рассматривалась рядом зарубежных авторов [5–6].

Процесс нейтрон-антинейтронных осцилляций представляет собой превращение нейтрона в антинейтрон. Для свободного нейтрона время превращения должно составлять не менее 3 лет [2,3]. Возникающий антинейтрон может быть затем обнаружен по аннигиляции в веществе с выделением энергии, близкой к двум массам нуклона.

На основе анализа основных феноменологических закономерностей процесса перехода нейтрона в антинейтрон в различных средах и системах (в ядре, в свободном состоянии, при распространении в веществе, магнитном поле и т.д.) было показано, что постановка соответствующих опытов уже средствами современной экспериментальной техники может привести к открытию этого своеобразного явления. Предлагаемый в данной работе эксперимент позволит, по нашим оценкам, продвинуться в поисках $n\bar{n}$ -осцилляций до величины периода осцилляций $T_0 \sim 5 \cdot 10^9 + 10^{10}$ с. [7].

Феноменологически существование переходов нейтрон-антинейтрон означает, что состояния нейтрона $|n\rangle$ и антинейтрона $|\bar{n}\rangle$ не являются стационарными, а стационарны две их суперпозиции

$$|i\rangle = \alpha_i |n\rangle + \beta_i |\bar{n}\rangle, \quad i = 1, 2; \\ |\alpha_i|^2 + |\beta_i|^2 = 1 \quad (1)$$

Эти состояния должны удовлетворять стационарному уравнению Шредингера

$$E_i \begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} U_n & \varepsilon \\ \varepsilon & U_{\bar{n}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где U_n и $U_{\bar{n}}$ - гамильтонианы, описывающие поведение нейтрона и антинейтрона соответственно, ε - оператор, обуславливающий переход $n \leftrightarrow \bar{n}$.

В случае свободного нейтрона

$$U_n = U_{\bar{n}} = m_n - i\gamma/\varepsilon, \quad (3)$$

где m_n - масса нейтрона, γ - постоянная его распада. Если в момент времени $t = 0$ в результате какого-либо процесса был образован нейтрон, то в момент времени t вероятность обнаружить антинейтрон равна

$$P(t) = \exp(-\gamma t) \sin^2 \varepsilon t.$$

Период таких осцилляций (т.е. период осцилляций волновой функции) равен $T_0 = 2\pi/\varepsilon$.

Косвенные ограничения на период $n\bar{n}$ -осцилляций можно получить [I+4] из известных экспериментов по поиску нестабильности материи [I, I2]. Переход нейтрона в антинейтрон приводит к последующей аннигиляции антинейтрона с выделением нескольких π -мезонов:

$\bar{n} + (p, n) \rightarrow k\pi$, из которых $I+2\pi^+$ дают затем N^+ -мезоны. Ширина относительно такого процесса дается выражением

$$\Gamma_{n\bar{n}} = \frac{\varepsilon^2 N \Gamma_{\text{анн}}}{(\Delta m)^2 + (\Gamma_{\text{анн}}/2)^2}, \quad (4)$$

где N - число нейтронов в ядре, Δm - разность масс нейтрона и антинейтрона в ядре, $\Gamma_{\text{анн}}$ - ширина аннигиляции антинейтрона в ядре. Входящие в это выражение величины $\Gamma_{\text{анн}}$ и Δm можно оценить, используя для описания взаимодействия антинуклона с остаточным ядром (содержащим $N-1$ нейтрон) эффективный оптический потенциал в линейном по ядерной плотности приближении. При различных предположениях о распределении ядерной плотности можно получить $\Gamma_{\text{анн}}$ и Δm в пределах [4]

$$\Gamma_{\text{анн}} = 200 \pm 100 \text{ МэВ}, \quad \Delta m = 70 \pm 70 \text{ МэВ}. \quad (5)$$

Из экспериментальных ограничений на время жизни нуклона [II, I2] следует [2, 3], что $\Gamma_{n\bar{n}} < ((1,5+3) \cdot 10^{30} \text{ лет})^{-1}$, т.е.

$$\varepsilon < 3 \cdot 10^{-29} \text{ МэВ}, \quad T_0 > 1 \cdot 10^8 \text{ с}. \quad (6)$$

В присутствии магнитного поля энергии нейтрона и антинейтрона расщепляются:

$$U_n = m_n - i\gamma/2 + \mu B ; U_{\bar{n}} = m_n - i\gamma/2 - \mu B . \quad (7)$$

Здесь B - магнитная индукция, μ - магнитный момент нейтрона. Вероятность обнаружить нейтрон в момент времени t равна (при $\mu B \gg \varepsilon$, что всегда оправдано)

$$P(t) = \exp(-\gamma t) \left(\frac{\varepsilon}{\mu B}\right)^2 \sin^2 \mu B t . \quad (8)$$

Амплитуда осцилляций уменьшилась по сравнению со случаем свободного нейтрона в $\mu B/\varepsilon$ раз, однако при $\mu B t < 1$ вероятность совпадает со случаем свободного нейтрона:

$$P(t) = \varepsilon^2 t^2 .$$

При постановке эксперимента магнитное поле Земли должно быть в достаточной степени экранировано:

$$B t < 5 \cdot 10^{-5} \text{ Гс} \cdot \text{с} . \quad (9)$$

При прохождении нейтронного пучка через газ важным эффектом является "расфазировка" нейтронного и антинейтронного состояний, возникающая при рассеянии n и \bar{n} на молекулах газа. Этот процесс приводит к уменьшению выхода антинейтронов. Расфазировка оказывается несущественной при $N_0 t < 10^{14} \text{ с/см}^3$ [4], где t - время пролета, N_0 - концентрация остаточного газа, при этом вероятность обнаружить антинейтрон совпадает со случаем пролета нейтронов в вакууме.

На современном этапе развития физики высоких энергий несохранение барионного числа следует из объединенных калибровочных теорий сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий.

Взаимодействие, приводящее к $n\bar{n}$ -осцилляциям, должно переводить три кварка в три антикварка:

$$\mathcal{J}_{n\bar{n}} = G_{n\bar{n}} \bar{u}^c d \bar{d}^c d + \dots \quad (10)$$

Здесь многоточием обозначены члены, отличающиеся от выписанного лоренцструктурой и спариванием кварковых полей. Размерность константы связи $G_{n\bar{n}}$ равна пяти, и поэтому $G_{n\bar{n}}$ можно записать как

$$G_{n\bar{n}} \sim e^4/M^5, \quad (11)$$

где M - масса частицы, переносящей взаимодействия с $\Delta B = 2$, e - константа связи. Феноменологически введенная ранее (2) величина ε определяется выражением

$$\varepsilon \sim G_{n\bar{n}} m_n^6 . \quad (12)$$

Величина периода осцилляций $T_0 \sim 10^8 + 10^{10}$ с соответствовала бы значениям масс $M \sim 10^5 + 10^6$ ГэВ. Таким образом, $n\bar{n}$ -осцилляции могут быть экспериментально обнаружены только в том случае, если существуют взаимодействия с указанным характерным масштабом. К сожалению, модели большого объединения не дают определенных предсказаний для скорости процесса перехода нейтрона в антинейтрон. Более того, в одних моделях этот процесс идет вместе с распадом нуклона, а в других нет. Различные альтернативы приводятся в таблице I. Из нее видно, почему необходимы независимые поиски как распада протона, так и $n\bar{n}$ -осцилляций.

Таблица I

Модель	! Распад протона !	$n \rightarrow \bar{n}$
Минимальная $SU(5)$ [14]	+	-
расширенная $SU(5)$ [5]	+	-
расширенная $SU(5)$ [15]	+	+
расширенная $SU(5)$ [16]	-	+
$SU(4) \times SU(2) \times SU(2)$ [6]	-	+

Принципиальная схема эксперимента по обнаружению $n\bar{n}$ -осцилляций приведена на рис. I. Поток медленных нейтронов распространяется в вакуумированной и защищенной от земного магнитного поля трубе, возникающие антинейтроны поглощаются в мишени-конверторе. Событие попадания антинейтрона в конвертор регистрируется по акту аннигиляции антинейтрона с нуклоном ядра. Информация о процессе аннигиляции медленных антинейтронов на ядрах была получена методом, развитым в работах [18, 19]. При этом предполагалось, что основным механизмом является аннигиляция антинейтрона на квазисвободном нуклоне. Полученные оценки достаточно надежны, т.к. этот метод позволил хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные по близкому по своей природе процессу аннигиляции медленных антипротонов на ядрах [19].

Аннигиляция медленных антинейтронов происходит на периферии ядра, поэтому большая часть образовавшихся в первичном процессе пионов вылетит из ядра. При этом средняя множественность будет слабо зависеть от ядра-мишени (см. табл. 2): в среднем испускается около 4 пионов. Поэтому в качестве основного метода регистрации $n\bar{n}$ -осцилляций выбран метод, основанный на обнаружении событий множественной генерации пионов.

Меньшая часть рожденных пионов поглотится ядром-остатком. В результате этого в процессе аннигиляции кроме пионов будет наблюдаться эмиссия нуклонов и легких ядер, которые унесут заметную долю анделившейся энергии.

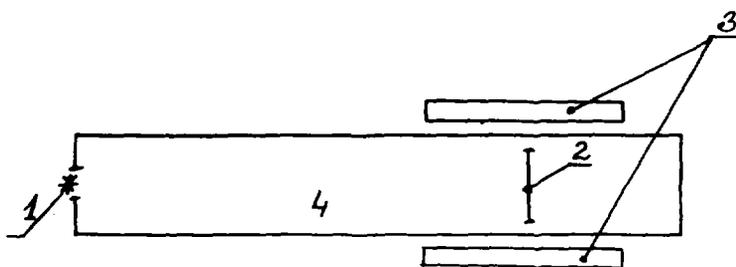


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента:
1 - источник нейтронов; 2 - фольга, в которой происходит аннигиляция антинейтронов; 3 - детекторы продуктов аннигиляции; 4 - вакуумированная труба

Новые возможности для постановки эксперимента по обнаружению $n\bar{n}$ -осцилляций открываются при сооружении сильноточного ускорителя протонов Московской мезонной фабрики и интенсивного импульсного источника нейтронов на его основе. Импульсный характер тока протонов (100 мкс, 100 герц) и соответственно потоков первичных нейтронов позволяет, при использовании временной селекции событий, существенно снизить фон, вызванный быстрыми нейтронами и γ -лучами из источника. Источник нейтронов на основе сильноточного ускорителя дает большую свободу в постановке эксперимента в сравнении с ядерными реакторами. В частности, открывается возможность оптимизации системы замедлителей для достижения максимального тока нейтро-

Таблица 2

Основные характеристики аннигиляции тепловых
антинейтронов на ядрах

Характеристика	ядро	^{12}C	^{27}Al	^{56}Fe	^{208}Pb
Длина рассеяния $a_{\bar{n}A}, \Phi_n$:					
$Re a_{\bar{n}A}$		3,3	4,3	5,4	7,8
$Im a_{\bar{n}A}$		-1,3	-1,3	-1,3	-1,3
Сечение $\bar{n}A$ -взаимодействия, δ_n :					
упругое σ_{el}		1,6	2,5	3,9	7,8
неупругое σ_{inel}		$\sim 5 \cdot 10^3$			
Среднее число испущенных пионов:					
$\bar{\pi}^0$		4,2	4,1	3,9	3,7
$\bar{\pi}^+$		1,1	1,0	1,0	0,9
$\bar{\pi}^-$		1,4	1,4	1,3	1,3
$\bar{\pi}^+$		1,7	1,7	1,6	1,5
Среднее число испущенных:					
нейтронов \bar{n}		2,1	3,2	5,0	15,1
протонов \bar{p}		2,1	4,0	4,9	3,2
α -частиц $\bar{\alpha}$		-	0,7	0,6	0,7
Энергия, унесенная пионами (включая их массу), ГэВ		1,45	1,44	1,36	1,27
Энергия, унесенная нуклонами (включая их энергию отделения), ГэВ		0,29	0,35	0,40	0,49

нов в пролетный канал. Расчеты, выполненные методом Монте-Карло, показывают, что применение тяжеловодного замедлителя с жидкодейтериевой вставкой, примыкающего к мишени ускорителя, позволит получить поток холодных нейтронов с температурой $T^0 \sim 30^\circ\text{K}$ до $\sim 2,4 \cdot 10^{12}$ нейтр/с через конвертор площадью $S \sim 25 \text{ м}^2$, расположенный на расстоянии $l \sim 70$ м от источника нейтронов (рис.2).

При такой геометрии эксперимента размеры детектора аннигиляций и системы его защиты от космического излучения, как свидетельствует накопленный в последние годы опыт создания больших детекторных комплексов, остаются еще в разумных пределах.

Оценки показывают, что периоду осцилляций $\sim 5 \cdot 10^9$ с будет соответствовать скорость счета событий аннигиляции $\sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ (мишень из естественного урана при токе протонов $\sim 0,5$ мА). Использование мишени из окиси плутония с умеренным умножением позволит повысить

интенсивность нейтронов в 4-5 раз и продвинувшись до значения периода осцилляций $\sim 10^{10}$ с.

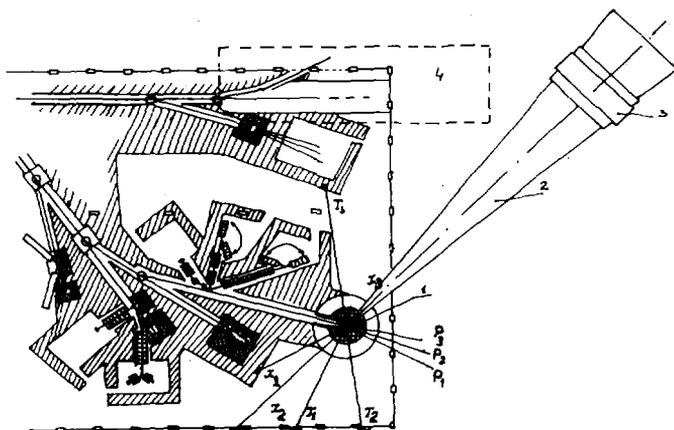


Рис.2. Схема размещения экспериментальной установки:

1 - импульсный источник нейтронов; 2 - нейтронотвод; 3 - детекторы; 4 - комплекс для исследования нейтрино; X_{1-3} - каналы холодных нейтронов; T_{1-3} - каналы тепловых нейтронов; P_{1-3} - каналы резонансных нейтронов

Холодные нейтроны из источника попадают в систему нейтронотводов, состоящую из 12 независимых каналов, выполненных в виде труб телескопической конструкции. В зоне детекторов на расстоянии ~ 70 м от источника в каждом канале устанавливается пленочная мишень, в которой происходит аннигиляция антинейтронов (диаметр мишени $\sim 1,6$ м).

Для экранировки магнитного поля Земли во внутреннем объеме нейтронотвода до остаточного значения $\sim 10^{-3}$ Э предусматривается применение двухслойного магнитного экрана из отожженного пермаллоя. Каждый слой экрана обеспечивает фактор экранировки $K_H > 20+30$.

Обеспечение необходимых фоновых условий эксперимента требует хорошо сколламированных пучков нейтронов в каждом канале нейтронотвода, что достигается применением системы коллиматоров и поглотителей нейтронов, которые должны свести к минимуму потоки нейтронов, рассеянных в мишени и ловушках пучка.

Для поглощения тепловых и холодных нейтронов, рассеянных мишенью, внутренняя поверхность нейтронотводов в зоне детекторов аннигиляции покрывается слоем Li_2CO_3 толщиной $\sim 2,5 \text{ г/см}^2$.

Каналы ловушек пучка длиной $\sim 12 \text{ м}$ обеспечивают потоки рассеянных эпитепловых и быстрых нейтронов, не превышающие потоки от рассеяния в мишени.

Ловушки пучка изготавливаются из тяжелого бетона со слоем Li_2CO_3 .

Основная трудность эксперимента по поиску $n \leftrightarrow \bar{n}$ переходов связана с необходимостью регистрации редких событий на интенсивном фоне от космического излучения. Поэтому детекторный комплекс состоит из двух основных систем: системы детектирования продуктов аннигиляции антинейтронов и системы антисовпадательной защиты от космических лучей.

Для выделения искоемых событий детекторы аннигиляции должны "видеть" события многоопционной аннигиляции с локализацией вершины, т.е. иметь хорошее пространственное разрешение. Это требует использования большого числа каналов регистрации и достигается применением многоканальных трековых газоразрядных детекторов.

Дополнительным фактором отбора событий аннигиляции является измерение суммарной энергии продуктов, для чего необходимо их регистрировать в телесном угле, близком к 4π ст. Телесный угол регистрации $\Omega \approx (0,8+0,9) \cdot 4\pi$ ст. достигается путем использования кольцевых сцинтилляционных счетчиков полного поглощения, расширяющих зону детектирования.

Скорость счета событий аннигиляции $N_{\text{анн}}$ для рассматриваемой геометрии эксперимента оценивалась по соотношению:

$$N_{\text{анн}} = \mathcal{J}_0 \cdot \sum S_k \frac{\eta \sigma_{\text{анн}}}{K_E T^\circ T_0^\circ},$$

где $\mathcal{J}_0 \approx 7 \cdot 10^{15}$ нейтр/с - ток холодных нейтронов в телесном углу 2π со светящей поверхности холодного замедлителя источника нейтронов; $\sum S_k \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2$ - полная площадь мишени; $\eta \approx 0,5$ - эффективность регистрации акта аннигиляции; $K_E T^\circ$ - эффективная температура (в энергетических единицах) спектра холодных нейтронов.

Пассивная защита толщиной $\sim 20 \text{ м.в.э.}$ подавляет первичную адронную компоненту в $\sim 3 \cdot 10^6$ раз. Тем самым число взаимодействий в конверторе от первичной адронной компоненты снижается до $\sim 10^{-8}$ 1/с.

Антисовпадательная защита позволяет снизить загрузку детекторной системы от регистрации мюонов в $\sim 10^3$ раз. Эффективность антисовпадательной защиты $\sim 99,9\%$. Основную опасность при этом представит

имитация актов аннигиляции в мишени многолучевыми событиями от нейтронов с энергией ~ 1 ГэВ, возникающих при взаимодействии с веществом мюонов, не вызвавших срабатывание антисовпадательной защиты.

Оценки, проведенные с использованием данных работы [20] показывают, что для подавления событий от мюонов, прошедших вне контура антисовпадательной защиты, до уровня $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ I/c необходимо введение дополнительного слоя тяжелого бетона с плотностью $3,6$ г/см³ толщиной $\sim 2,0$ м между детектором и антисовпадательной защитой. При этом фон событий, связанных с мюонами, прошедшими через "неплотности" антисовпадательной защиты, также не превысит $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ I/c. Скорость счета мюонов в условиях эксперимента составит 10 I/c каскадов вторичных частиц - 10^{-2} I/c. Срабатывания антисовпадательной защиты составят $\sim 5 \cdot 10^4$ I/c, что при временном разрешении системы $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ с приведет к потере эффективности детектора аннигиляции не более 2,5%.

В качестве позиционно-чувствительного (трекового) детектора продуктов аннигиляции предполагается использовать многопроволочный газоразрядный детектор, работающий в ограниченном стримерном режиме. Детектор имеет модульную структуру. Каждый модуль набирается из детектирующих плоскостей размерами 2×2 м², поочередно ориентированных во взаимно перпендикулярных направлениях. Расположение модулей детектора относительно каналов нейтронвода показано на рис.3. Общее число каналов регистрации газоразрядного детектора $N = 3 \cdot 10^5$ каналов. Электроды детектирующих плоскостей служат конвертором фотонов от $\bar{\mu}^0$, образующихся при аннигиляции антинейтронов. Оценки показывают, что удовлетворительное пространственное разрешение достигается при средней удельной плотности детектора $\rho \sim 0,5$ г/см³, что соответствует толщине $d_1 \approx 36$ г/см² периферического контура детекторов и $d_2 \approx 15$ г/см² для внутренних детекторов. Общий вес детектора > 100 т.

Энергия зарегистрированной частицы определяется по числу сработавших вдоль трека каналов детектора.

Детектирующие плоскости газоразрядного детектора (рис.4) собираются из трех слоев профилированного алюминия. Электроды имеют периодический профиль с шагом 2 см и при попарном наложении образуют трубки каналов регистрации шестигранного сечения. По оси каналов протягиваются проволоки из бериллиевой бронзы диаметром 50 мкм. Каналы каждой плоскости размещены в два слоя со сдвигом на 0,5 канала для исключения "мертвых" зон.

Ограниченный стримерный режим реализуется при больших рабочих напряжениях в газовых смесях с сильными гасящими свойствами. При этом разряд локализуется по длине нити в области ~ 1 см и быстро обрывается. Нить является генератором импульсов тока с амплитудой $\gg 1$ ма и длительностью ~ 100 нс.

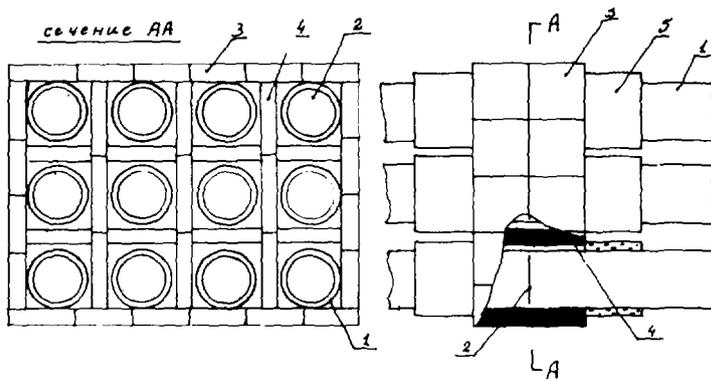


Рис. 3. Схема размещения детекторов аннигиляции:
 1 - труба канала нейтроновода; 2 - мишень-конвертер анти-нейтронов; 3 - модуль газоразрядного детектора (периферический контур); 4 - модуль газоразрядного детектора (внутренний контур); 5 - бак сцинтилляционного калориметра

Каждый сцинтилляционный детектор полного поглощения выполняется в виде двух полукольцевых контейнеров, надетых на трубу канала нейтроновода и заполненных жидким сцинтиллятором.

Сцинтилляционные детекторы имеют по 12 каналов регистрации. Светосбор из объема детектора и транспортировка света к входному окну ФЭУ осуществляется с помощью "техники переключений" сцинтилляций, общее число каналов регистрации которых равно 288. При анализе сигналов с этих детекторов производится временная и амплитудная селекция импульсов.

Сцинтилляционные детекторы аннигиляции включены также в логику антисовпадательной защиты.

Детекторы аннигиляции должны обеспечивать необходимые рабочие параметры в условиях значительного нейтронного фона. Активация детекторов и конструкционных материалов каскадными, испарительными и тепловыми нейтронами, рассеянными в мишени и ловушках каналов нейтронновода, будет приводить к срабатыванию каналов регистрации. Одновременное срабатывание заданного числа каналов газоразрядного детектора (например, более 20) в любом модуле можно использовать как сигнал считывания информации со всего детектора. Для устранения ложных запусков системы опроса и чрезмерного "загрязнения" событий беспорядочными сигналами допустимая нагрузка газоразрядного детектора не должна превышать 10^4 /канал.с. Оценки показывают, что выбранная система коллимации при использовании Li поглотителей тепловых нейтронов, рассеянных в мишени, обеспечит допустимый уровень загрузки. Мгновенный фон быстрых нейтронов и γ -лучей от захвата тепловых нейтронов в источнике может быть устранен "защиранием" детектора на время ~ 500 мкс синхронно с приходом протонов в мишень нейтронного источника.

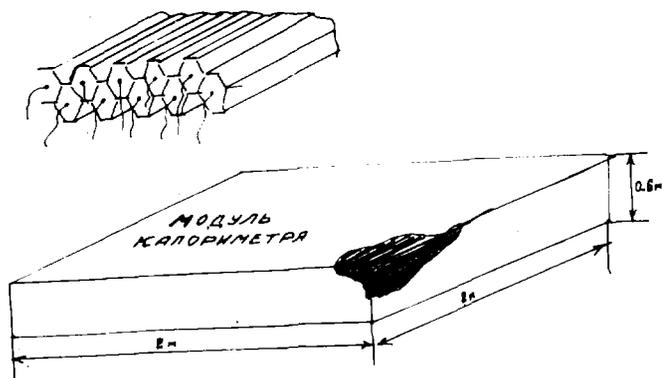


Рис.4. Модуль газоразрядного калориметра

В качестве антисовпадательной защиты предполагается использовать спинтилляционные детекторы с жидким спинтиллятором в виде алюминиевых баков $7 \times 3 \times 0,3 \text{ м}^3$.

Наличие неустранимых "дыр" в контуре антисовпадательной защиты, обусловленных каналами нейтронотода, снижает ее эффективность. Для обеспечения эффективности регистрации частиц космического излучения 99,9% необходимо охватить детекторный зал контуром антисовпадательной защиты не только сверху, но и снизу. Общая площадь, перекрываемая антисовпадательной защитой, составит $\sim 1350 \text{ м}^2$.

Событие аннигиляции антинейтрона дает несколько пионов и фотонов, которые регистрируются детектором как треки, сходящиеся в точке, лежащей на мишени. Процесс детектирования был промоделирован методом Монте-Карло на основании данных, полученных в [18]. Из всех продуктов аннигиляции учитывались только заряженные пионы и фотоны от распадов \bar{K}^0 -мезонов, поскольку протоны и нейтроны сравнительно низкоэнергичны и вызывают срабатывание малого числа каналов. Прохождение пионов и развитие электромагнитных каскадов в детекторе моделировалось с помощью программы SIMEX [21]. На рис.5 приведен пример смоделированного события.

После моделирования каждое событие подвергалось простейшей обработке: сработавшие каналы группировались в треки, треки методом наименьших квадратов аппроксимировались прямыми, по которым искалась вершина события. Это позволило определить пространственное разрешение детектора аннигиляции. Распределение отклонений координат восстановленных точек аннигиляции от истинного положения имеет полуширину $\sim 10 \text{ см}$, разрешение в плоскости, перпендикулярной пучку нейтронов, $\sim 15 \text{ см}$. Эффективность регистрации событий с числом лучей ≥ 2 близка к 60%, с числом лучей ≥ 3 - к 40%.

Проведенные оценки эффекта и фонов показывает, что при постановке эксперимента по обнаружению $h\bar{h}$ -осцилляций на нейтронном источнике мезонной фабрики ИЯИ АН СССР может быть получена нижняя граница периода $T_0 > 5 \cdot 10^9 \text{ с}$ при номинальном токе протонов из ускорителя (500 мка). Указанная граница T_0 соответствует отсутствию идентифицированных актов аннигиляции в течение $\sim 1,5 \cdot 10^7 \text{ с}$.

При использовании максимальной интенсивности нейтронов, достигнутой в рассмотренной схеме эксперимента (за счет форсирования параметров ускорителя и нейтронной мишени (без их реконструкции), граница T_0 может быть отодвинута до $\sim 10^{10} \text{ с}$.

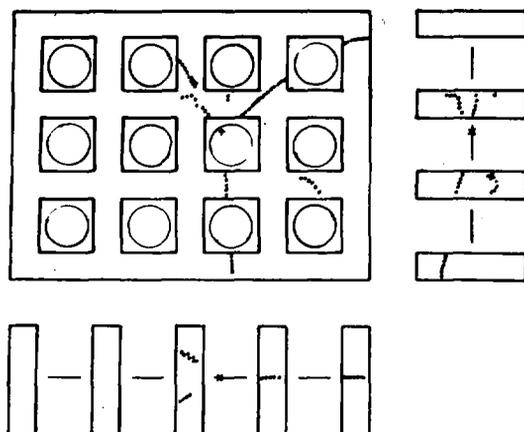


Рис.5. Пример смоделированного события аннигиляции антинейтрона. Точками показано положение сработавших каналов детектора, крестом - положение вершины события

В предложениях других групп (см.8-10) предполагается достичь значений T_0 до $\sim 3 \cdot 10^9$ с.

Следует отметить, что в экспериментах по поиску распада протона с чувствительностью $\sim 10^{34}$ лет было бы получено ограничение на период $m\bar{n}$ -осцилляций порядка $T_0 \approx 5 \cdot 10^9$ с. Указанная чувствительность опытов по распаду протона вряд ли достижима из-за нейтринного фона, ограничивающего чувствительность на уровне $\sim 10^{32}$ лет.

Список литературы

1. В.А.Кузьмин, Письма в ЖЭТФ, 13 (1970) 5;
В.А.Кузьмин, Изв.АН СССР сер.физ., 35 (1971) 2088;
V.A.Kuzmin, P.N.Lebedev, Preprint IYAI P-0116, P-0140(1979).
2. K.G.Chetyrkin, M.V.Kazarnovsky, V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov, Preprint IYAI P-0161(1980).
М.В.Казарновский, В.А.Кузьмин, К.Г.Четыркин, М.Е.Шапошников, Письма в ЖЭТФ, 32 (1980) 88.
3. K.G.Chetyrkin, M.V.Kazarnovsky, V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov, CERN Preprint TH. 3009(1980); Phys. Lett;99B(1981)358.
4. M.V.Kazarnovsky, V.A.Kuzmin, N.E.Shaposhnikov, Preprint IYAI P-0224(1981).
М.В.Казарновский, В.А.Кузьмин, М.Е.Шапошников, Письма в ЖЭТФ, 34 (1981) 49.
5. S.L.Glashow, Preprint HUTP-79/A059(1979).
6. R.E.Marshak, R.N.Mohapatra, Phys. Rev;Lett. 44(1979)1316;
R.E.Marshak, R.N.Mohapatra, Phys. Lett. 94B(1980)183.

7. А.С.Ильинов и др. Препринт ИЯИ П-0278 (1983);
8. M. Baldo, G. Fidecaro, K. Green (CERN-ILL-Padova-Sussex Collaboration), ILL research proposal 03-05-027, (1980); ILL research proposal 03-12-089 (1981); R. Wilson et al. (Harvard-Oak Ridge-Tennessee Coll.) ORR proposal (1981); NADIR proposal (Pavia nuclear reactor) (1981); H. L. Anderson, IASL proposal, (1981); R. Ellis et al. LAMPF proposal No. 647, (1981); H. Yoshiki, KEK proposal 80-10 (1980); T. Kamae, KEK proposal, (1980).
9. В.И.Лушиков и др. Препринт ОИЯИ РЗ-81-313 (1981).
10. G. Fidecaro, Preprint CERN-EP/81-136 (1981).
11. R. A. Arndt, V. B. Prasad, R. Riazuddin, Preprint VPI-HEP 81/2 (1981).
12. M. R. Krishnaswami et al. Phys. Lett, 106B (1981) 339.
13. M. L. Cherry et al. Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 339.
14. H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 935.
15. G. Serge, H. Weldon, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1737.
16. J. C. Pati, A. Salm, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 661.
17. V. A. Kuzmin, M. E. Shaposhnikov, Preprint IYAI P-0224 (1981).
18. A. S. Il'jinov, V. I. Nazaruk, S. E. Chigrinov, Nucl. Phys., A382 (1982) 378.
19. А.С.Ильинов, В.Л.Матушко, С.Е.Чигринов, ЯФ, 36 (1982) 898.
20. А.С.Мальгин и др. Письма в ЖЭТФ, 36 (1982) 308.
21. Б.Е.Штерн. Препринт ИЯИ П-0082, М., 1978.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
В НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДРАХ

В.Г.Алексанкин, М.В.Зверев, Ю.С.Лютостанский

(МИФИ)

В рамках самосогласованного микроскопического подхода рассматривается вопрос о превышении нейтронного распределения над протонным для сильно нейтронно-избыточных ядер. На примере ряда ядер показано, что так называемая "нейтронная шуба" возможна, но без аномального увеличения избыточной плотности на поверхности ядра. Представлены результаты самосогласованных расчетов среднеквадратичных нейтронных и протонных радиусов.

The behaviour of the neutron and proton densities in the neutron-rich nuclei is examined by using the self-consistent microscopic method. It is shown that so-called "neutron skin" is possible but the difference between the neutron and proton densities is not anomalous. The results of the self-consistent calculations of the neutron and proton rms radii are presented.

Исследование распределения нуклонов в стабильных ядрах с $N > Z$ показало, что среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов больше, чем протонов, то есть поверхностная область этих ядер обогащена нейтронами и должна существовать "нейтронная шуба" (neutron skin) [1]. Для нейтронно-избыточных ядер, удаленных от области β -стабильности, делались предположения о различных аномалиях в

распределении нуклонов [2], например, об увеличении полной плотности $\rho_n = \rho_n + \rho_p$ в центре ядра или о сильном перераспределении нейтронов и протонов при увеличении отношения N/Z , что привело бы к существенному увеличению избыточной плотности $\rho = \rho_n - \rho_p$ в поверхностном слое этих ядер.

Для ядер с большим избытком нейтронов большую роль в формировании ρ играет изовекторное взаимодействие нуклонов. В самосогласованном подходе оно связано с эффективным ядерным потенциалом, и не исключена возможность, что некоторые модельные виды изовекторного взаимодействия будут приводить к аномалиям в распределении нуклидов.

В настоящей работе для исследования особенностей распределения нуклонов в короткоживущих нейтронно-избыточных ядрах были проведены расчеты ядерной плотности в рамках микроскопического ферми-жидкостного подхода. Расчеты проводились с двумя вариантами самосогласования. В первом варианте самосогласование проводилось только по изовекторным компонентам потенциала и плотности. Изовекторная амплитуда взаимодействия вблизи поверхности Ферми выбиралась в локальном виде, а зависимость от плотности не учитывалась:

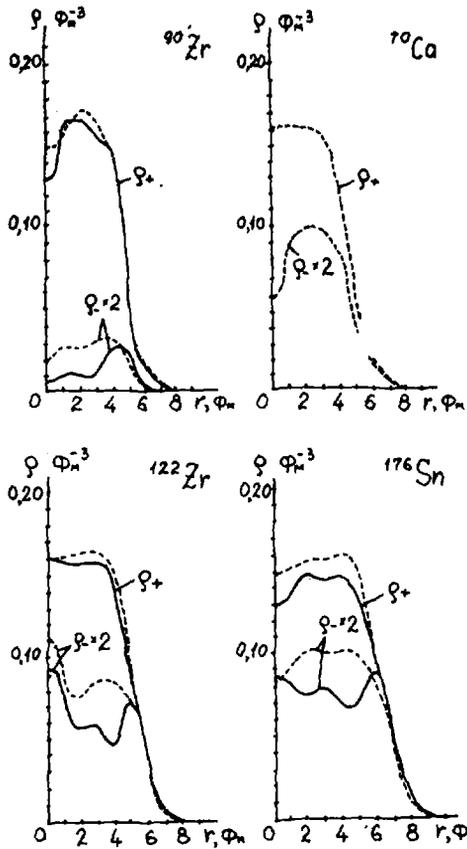
$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = (dn/d\epsilon_F)^{-1} f_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (1)$$

с параметрами $(dn/d\epsilon_F)^{-1} = 360 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^3$ и $f_0 = 0,8$. Во втором варианте самосогласование проводилось в рамках квазичастичного лагранжева метода [3] с нелокальным взаимодействием. При этом изоскалярное взаимодействие выбиралось с эффективным радиусом $r_0 = 0,8 \text{ Фм}$, изовекторное взаимодействие - с радиусом $r_0' = 0,52 \text{ Фм}$ и использовалась линейная зависимость амплитуды взаимодействия от плотности.

Расчеты были проведены для большой группы стабильных и короткоживущих нейтронно-избыточных ядер. Результаты для ядер ^{90}Zr , ^{122}Zr , ^{70}Ca , ^{176}Sn представлены в таблице.

Ядро	Локальное взаимодействие			Нелокальное взаимодействие			Капельная модель [4]	
	$\sqrt{\langle r_0^2 \rangle} \text{ Фм}$	$\sqrt{\langle r_0'^2 \rangle} \text{ Фм}$	$\Delta \text{ Фм}$	$\sqrt{\langle r_0^2 \rangle} \text{ Фм}$	$\sqrt{\langle r_0'^2 \rangle} \text{ Фм}$	$\Delta \text{ Фм}$	$\Delta \text{ Фм}$	$t \text{ Фм}$
^{90}Zr	4,276	4,120	0,156*	4,224	4,162	0,062*	0,097	0,148
^{122}Zr	4,973	4,307	0,666	4,788	4,432	0,356	0,358	0,530
^{70}Ca	4,426	3,471	0,955	4,191	3,658	0,533	0,473	0,621
^{176}Sn	5,733	4,821	0,912	5,452	4,961	0,491	0,467	0,701

* $\Delta^{\text{экс}} = 0,065 \text{ Фм} / [5]$; $\Delta^{\text{экс}} = 0,09 \text{ Фм}, 0,13 \text{ Фм} / [6]$.



Распределения полных ρ_+ и избыточных ρ_{-2} (удвоенный масштаб) плотностей нуклонов в нейтронно-избыточных ядрах, рассчитанные в самосогласованном микроскопическом подходе с локальным (сплошная линия) и нелокальным (пунктир) взаимодействиями

Для сравнения с настоящими расчетами были использованы результаты расчетов по капельной модели [4], в которой толщина "нейтронной шубы" t находится из условия минимума суммы энергии симметрии и кулоновской энергии в формуле Вайцзеккера:

$$t = \frac{3}{2} r_0 \frac{J I - \frac{1}{4} C_c Z A^{-1/3}}{Q + \frac{9}{4} J A^{-1/3}}, \quad (2)$$

где J - коэффициент симметрии; $I = \frac{N-Z}{A}$ - относительный нейтронный избыток; Q - ядерная жесткость; $C_c = \frac{4}{3} \frac{e^2}{r_0}$; при численном значении констант: $J = 36,8$ МэВ; $r_0 = 1,18$ фм; $Q = 17$ МэВ и $Q = 24$ МэВ [4]. Разность среднеквадратичных радиусов Δ в капельной модели определяется следующим образом [4]:

$$\Delta = \sqrt{\frac{3}{5}} \left(t - \frac{1}{r_0} \frac{e^2}{J} Z \right). \quad (3)$$

В настоящей работе принято $Q = 24$ МэВ, поскольку близкое значение жесткости было получено в лагранжевом подходе [3].

Расчеты среднеквадратичных радиусов по формулам капельной модели наиболее близки к расчетам с нелокальным взаимодействием. С ростом нейтронного избытка толщина "нейтронной шубы" сильно возрастает (ср. Δ для ^{90}Zr и ^{122}Zr). Согласие с экспериментальными данными [5,6] по ядру ^{90}Zr удовлетворительное.

Полученное в рамках настоящего подхода распределение нуклонов для ядер ^{70}Ca , ^{90}Zr , ^{122}Zr , ^{176}Sm представлено на рисунке. Видно, что для указанных ядер в настоящем подходе аномалий типа увеличения полной плотности ρ в центре ядер или избыточной плотности ρ на их поверхности не возникает.

Список литературы

1. Varma G., Zamick L. - Nucl. Phys., 1978, v.A306, p.343.
2. Берлович Э.Е. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1976, т.40, с.756.
3. Khodel V.A., Saperstein E.E. - Phys. Reports, 1982, v.92, p.183.
4. Myers W.D., Swiatecky W.J. - Nucl. Phys., 1980, v.A336, p.267.
5. Ray L. - Nucl. Phys., 1980, v.A335, p.443.
6. Negele J., Zamick L., Varma G. - Comments Nucl. Part. Phys., 1979, v.8, p.135.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ГАЗА ПО ПРЯМЫМ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ НЕЙТРОНОВОДАМ

Д.Д.Косвинцев, В.И.Морозов, Г.И.Терехов

(НИИАР им. В.И.Ленина)

Исследован процесс распространения УХН по прямым цилиндрическим нейтроноводам из меди и нержавеющей стали. Показано, что для используемых в практике работы с УХН нейтроноводов диффузионное приближение обеспечивает точность расчета коэффициента пропускания не хуже 3 - 5 %.

The process of the ultra-cold neutron propagation over the cylindrical copper and stainless steel neutron guide tubes has been studied. It has been demonstrated that for ultra-cold neutron guide tubes used in practice the diffusion approach provides the accuracy in the transmission coefficient calculation of no less than 3 through 5 %.

В работах [1-3] показано, что для грубых оценок пропускной способности нейтроноводов УХН может быть использована элементарная теория диффузии. Однако до настоящего времени оставался неясным вопрос о возможности использования диффузионного приближения для расчета пропускания нейтроноводов с приемлемой для практических целей точностью (10-15%). В настоящей работе проведено исследование процесса распространения УХН по прямым цилиндрическим нейтроноводам с целью выяснения области применимости диффузионного приближения.

Как известно, при отсутствии поглощения УХН в стенках прямого цилиндрического нейтроновода коэффициент пропускания W выражается как [1,2]:

$$W = \frac{1}{1 + \ell v / 4D + R_N}, \quad (1)$$

где ℓ - длина нейтроновода; v - скорость УХН;

$D = D_0 \frac{2-G}{3}$ - коэффициент диффузии нейтронов; G - вероятность диффузионного отражения; $D_0 = \frac{2}{3} \tau v$, τ - радиус нейтроновода;

R_N - сопротивление нагрузки на выходе нейтроновода. Величина $R_N = \frac{\beta_N}{1-\beta_N}$, где β_N - вероятность отражения от выходного отверстия нейтроновода.

Если при ударе о стенку нейтрон с вероятностью μ поглощается, то выражение для коэффициента пропускания приобретает следующий вид

[1-37]:

$$W = \frac{1}{(1+R_H)ch(e/L) + \left[\frac{LV}{4D} + \frac{D}{Lv} (1+2R_H) \right] sh(e/L)}, \quad (2)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ - диффузионная длина; $\tau = \frac{2\tau}{v}$ - время хранения нейтронов.

Основная цель работы состояла в изучении зависимости W от L и R_H для наиболее часто используемых нейтроноводов из меди и нержавеющей стали. Для проведения измерений было необходимо на вход исследуемых нейтроноводов подавать постоянный и изотопный поток УХН, а выходящие нейтроны регистрировать детектором, который бы не отражал УХН. Схема установки, использовавшейся для этой цели, показана на рис. 1.

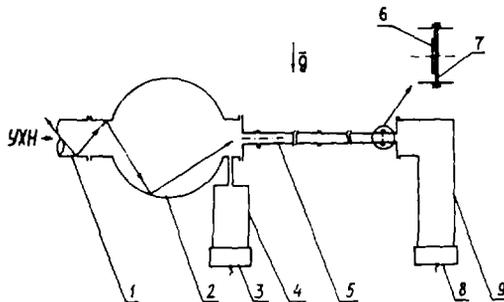


Рис. 1. Схема установки для исследования пропускания УХН цилиндрическими нейтроноводами:

1 - выходной патрубок установки УХН; 2 - переходный объем; 3 - детектор-монитор; 4 - переходный объем; 5 - исследуемый нейтроновод; 6 - полиэтиленовый диск; 7 - диафрагма детектора; 8 - детектор УХН; 9 - вертикальное колено

Ультрахолодные нейтроны с энергией $(0.7-1.7) 10^{-7}$ эВ поступали на вход исследуемого нейтроновода 5 из объема 2, установленного на выходном патрубке 1 установки для получения УХН. К выходному патрубку объема 2 через небольшое отверстие и переходной объем 4 подключался газовый пропорциональный детектор 3. Детектор был предназначен для мониторинга потока УХН, падающего на вход исследовавшихся нейтроноводов.

Нейтроноводы собирались из отрезков прямых труб диаметром 32 и 25,5 мм. Регистрация УХН, прошедших нейтроновод, проводилась газовым пропорциональным счетчиком 8 с алюминиевым входным окном площадью 60 см^2 . Ультрахолодные нейтроны проходят к детектору через небольшое отверстие (диаметром 0,5 см) в диафрагме 7 и вертикальное колено 9. Пройдя через отверстие, нейтроны с вероятностью близкой к единице регистрировались детектором.

Для изменения величины сопротивления нагрузки на выходе исследованных нейтронных труб использовался полиэтиленовый диск 6, укреплявшийся на диафрагме 7 (имитатор нагрузки). При этом вероятность отражения нейтронов определялась как $\beta_n = 1 - \frac{\tau_n^2}{\tau_0^2}$, а соответствующее сопротивление нагрузки $R_n = \frac{\tau_n^2}{\tau_0^2} - 1$, где τ_n - радиус полиэтиленового диска. Коэффициент пропускания определялся как отношение потока, падающего на полиэтиленовый диск, к потоку на входе нейтронной трубы.

Для измерения времени хранения УХН на вход нейтронной трубы устанавливалась диафрагма, идентичная диафрагме детектора. Полиэтиленовый диск на диафрагме детектора удалялся и измерялся поток J нейтронов проходящих к детектору. Величина времени хранения определялась из соотношения

$$\tau = \frac{47\Omega}{\sqrt{J_0 - 27}S'} \quad (3)$$

где Ω - объем нейтронной трубы, $\sqrt{v} = 4,7$ м/с - средняя скорость нейтронов, J_0 - поток нейтронов через отверстие входной диафрагмы, S' - площадь отверстия диафрагмы.

Результаты измерений зависимости W от относительной длины медных нейтронных труб приведены на рис. 2. После химического травления нейтронных труб в H_3PO_4 при температуре $80^\circ C$ пропускание оказалось довольно низким (рис.2а). Некоторое улучшение пропускания было получено после электрополирования нейтронных труб в H_3PO_4 при температуре $80^\circ C$ (плотность тока 10 а/дм², время 3 мин) (рис.2б). Лучшее пропускание было достигнуто при электрополировании нейтронных труб в H_3PO_4 при температуре $30^\circ C$ (плотность тока 10 а/дм², время 10 мин) (рис.2в).

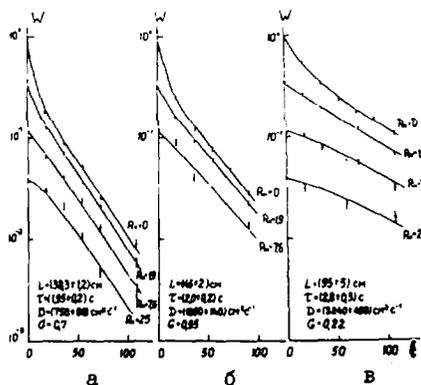


Рис. 2. Зависимость пропускания медных нейтронных труб от относительной длины

Из рис. 2 видно, что при достаточно большой длине нейтронотодов величина пропускания экспоненциально падает с ростом длины. Такой характер зависимости ($W \propto e^{-\frac{x}{L}}$) непосредственно следует из соотношения (2) для любых сопротивлений нагрузки при $l \gg L$. Значения L , которые были определены из наклона экспериментальных кривых пропускания, приведены на рис. 2. Там же указаны измеренные значения τ , а также вычисленные из известных L и τ значения D и G . Сплошными линиями показаны зависимости W , рассчитанные из соотношения (2) с полученными из эксперимента значениями L, τ, D . Видно, что расчетные зависимости хорошо описывают полученные экспериментальные кривые.

Аналогичные измерения были проведены для нейтронотодов из нержавеющей стали, у которых пропускание было заметно лучше, чем у медных. На рис. 3 приведена зависимость пропускания для нейтронотодов, обработанных электрополированием в H_3PO_4 при температуре $30^\circ C$ (плотность тока 10 а/дм^2 , время 10 мин). Еще большее пропускание было получено для нейтронотодов, электрополированных в H_3PO_4 при температуре $80^\circ C$ (плотность тока 10 а/дм^2 , время 10 мин) (рис.4).

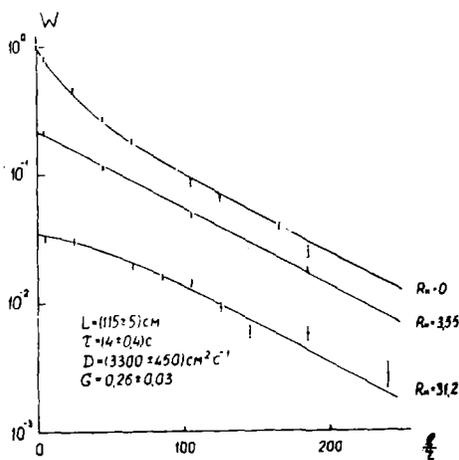


Рис. 3. Зависимость пропускания нейтронотодов из нержавеющей стали от относительной длины (электрополирование при $30^\circ C$)

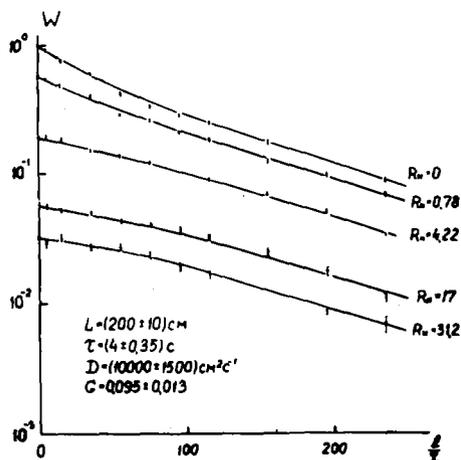


Рис. 4. Зависимость пропускания нейтронов из нержавеющей стали от относительной длины (электрополирование при 80°C)

Из результатов проведенной работы следует, что диффузионное приближение может быть использовано для расчета пропускания прямых нейтронов. Ошибка определения пропускания при этом не превышает 3-5 % для реально используемых нейтронов длиной $l = 0-100 \text{ z}$ с поверхностью характеризуемой параметрами $G = 0, 1-0,2$ и $\mu \leq 10^{-3}$.

Список литературы

1. Лушков В.И. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4127, Дубна, 1968.
2. Грошев Л.В. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5392, Дубна, 1970.
3. Игнатович В.К., Терехов Г.И. Препринт ОИЯИ Р4-10548, Дубна, 1977.

ФУНКЦИИ РАСПАДА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ
В РАСЧЕТАХ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ

А.И.Шляхтер

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Через функции распада выражаются аналитические решения уравнений радиоактивного распада и выгорания изотопов, образующих линейную цепочку. Получен ряд новых представлений и неравенств для этих функций. Показано, что погрешность, связанная с исключением короткоживущих ядер, обычно недооценивается. Получены простые формулы для чувствительности рассчитанных концентраций изотопов к значениям физических констант.

Depletion functions enter into the exact solution of depletion chain equations. A number of new expressions and inequalities for these functions is obtained. It is shown that the error which is due to the elimination of the short-lived nuclides from the chain is usually underestimated. Simple formulae for the sensitivity of the calculated nuclide densities to the values of nuclear constants are derived.

Задачи, связанные с анализом превращений изотопов, встречаются во многих областях ядерной физики и её приложений - от изучения эволюции звёзд [1] до проектирования ядерных реакторов [2,3]. В данном докладе излагаются результаты изучения свойств аналитических решений уравнений радиоактивного распада и выгорания изотопов, образующих линейную цепочку [4,5]. Несмотря на то, что эти решения изучаются начиная с 1910 года [6], их применение для длинных цепочек, а также в случаях, когда скорости выгорания разных изотопов близки или совпадают, и в настоящее время приводит к значительным вычислительным [7,8] и аналитическим [9] трудностям. При отсутствии обратной подпитки любую схему превращений можно представить в виде конечного числа независимых линейных цепочек [7,10], поэтому развитие методов расчета образования изотопов в таких цепочках является актуальной задачей и проводилось в последние годы рядом авторов (см. ссылки в [3-5]).

Концентрации изотопов в линейной цепочке описываются уравнениями

$$\frac{dN_i}{dt} = S_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i. \quad (I)$$

Здесь N_i — концентрация i -го изотопа;

λ_i — полная скорость его выгорания и распада; а S_i — скорость превращения в следующий изотоп. В простейшем случае, когда величины S_i и λ_i не зависят от времени и в начальный момент присутствовал только первый изотоп, решение системы (I) можно записать в виде

$$N_\kappa(t) = N_1^0 \prod_{i=1}^{\kappa-1} (s_i t) \cdot D_\kappa(\lambda_1 t, \dots, \lambda_\kappa t), \quad \kappa = 1, \dots, n, \quad (2)$$

где $D_\kappa(\lambda_1 t, \dots, \lambda_\kappa t)$ — "функции распада" (ФР) (английский термин "depletion functions" [II]), определяемые формулой

$$D_n(x_1, \dots, x_n) \equiv \sum_{i=1}^n \frac{e^{-x_i}}{\prod_{j=1, j \neq i}^n (x_j - x_i)}, \quad (3)$$

где n — число изотопов в цепочке;

Несмотря на свою простоту, это представление не всегда удобно для вычисления ФР. Например, при близких значениях x_i и x_j ($i \neq j$) очень быстро накапливаются ошибки округления (малая величина в числителе делится на малую величину в знаменателе), а при их совпадении оно вообще теряет смысл. Прямое дифференцирование (3) приводит к очень громоздким формулам, что затрудняет оценку чувствительности рассчитанных концентраций к принятым значениям констант [9].

В работе [4] показано, что с точностью до знака ФР совпадают с разделенными разностями n -го порядка от функции e^{-x} . Используя свойства разделенных разностей [12], можно получить ряд новых представлений и неравенств для ФР. Ниже приведены основные формулы [их вывод и ссылки см. в [4]]; там же приведена подпрограмма DERLET (на языке ФОРТРАН-IV), позволяющая с помощью этих формул вычислять ФР с $n \leq 15$ при произвольных значениях аргументов].

Рекуррентные соотношения: $D_1(x_i) = e^{-x_i}$,

$$D_n(x_1, \dots, x_n) = \frac{D_{n-1}(x_1, \dots, x_{i-1}, x_{i+1}, \dots, x_n) - D_{n-1}(x_1, \dots, x_{j-1}, x_{j+1}, \dots, x_n)}{x_i - x_j}. \quad (4)$$

Частная производная: $\frac{\partial}{\partial x_i} D_n(x_1, \dots, x_n) = -D_{n+1}(x_1, \dots, x_n, x_i)$. (5)

Интегральное представление:

$$D_n(x_1, \dots, x_n) = \int \dots \int_{\substack{t_1, \dots, t_n \geq 0 \\ t_1 + \dots + t_n = 1}} e^{-(t_1 x_1 + \dots + t_n x_n)} dt_1 \dots dt_n. \quad (6)$$

Вырожденные случаи:

$$D_n(\overbrace{x_1, \dots, x_1}^n) = \frac{e^{-x_1}}{(n-1)!}; \quad (7)$$

$$D_n \overbrace{(x_1, \dots, x_1, x_2)}^{n-1} = e^{-x_2} \gamma^*(n-1, x_1 - x_2). \quad (8)$$

Здесь $\gamma^*(n, x) \equiv x^{-n} \gamma(n, x) / (n-1)!$ — модифицированная неполная гамма-функция (в [4] приведены основные формулы и таблица $\ln \gamma^*(n, x)$ при $1 \leq n \leq 10$, $-100 \leq x \leq 100$);

$$D_n \overbrace{(x_1, \dots, x_1, x_2, \dots, x_{n-m+1})}^m = \sum_{i=2}^{n-m+1} \frac{e^{-x_i} \gamma^*(m, x_i - x_i)}{\prod_{\substack{j=2 \\ j \neq i}}^m (x_j - x_i)}; \quad (9)$$

$$D_n \overbrace{(x_1, \dots, x_1, x_2, \dots, x_2)}^{n_1, n_2} = \frac{e^{-x_2}}{(n_1-1)!} \sum_{m=0}^{n_1-1} (-1)^m \binom{n_1-1}{m} n_2 \dots (n_2+m-1) \gamma^*(n_2+m, x_2 - x_1); \quad (10)$$

$$D_n \overbrace{(x_1, \dots, x_1, \dots, x_{n_k}, \dots, x_{n_k})}^{n_1, n_k} = \frac{(-1)^{n-k}}{(n_1-1)! \dots (n_k-1)!} \frac{\partial^{n_1-1}}{\partial x_1^{n_1-1}} \dots \frac{\partial^{n_k-1}}{\partial x_k^{n_k-1}} D_k(x_1, \dots, x_k). \quad (11)$$

Разложения: если все числа x_1, \dots, x_n близки между собой, то ФР можно представить в виде ряда по степеням $x_i - x_0$:

$$D_n(x_1, \dots, x_n) = \frac{e^{-x_0}}{(n-1)!} \left[1 + \frac{S_2}{2n(n+1)} - \frac{S_3}{3n(n+1)(n+2)} + \frac{2S_4 + S_2^2}{8n \dots (n+3)} - \frac{6S_5 + 5S_2 S_3}{30n \dots (n+4)} + \dots \right], \quad (12)$$

где

$$x_0 = (x_1 + \dots + x_n) / n; \quad S_k = (x_1 - x_0)^k + \dots + (x_n - x_0)^k; \quad x_{\max} = \max(x_1, \dots, x_n).$$

Этот ряд быстро сходится, если $x_{\max} - x_{\min} \leq 1$, причем с ростом n скорость сходимости увеличивается. Разложение по членам с S_{2p} , удобное в расчетах на ЭВМ, см в [4]. Для таких расчетов можно использовать также модифицированное в [4] разложение Ньюмена [8]:

$$D_n(x_1, \dots, x_n) = \frac{e^{-x_0}}{(n-1)!} \sum_{m=0}^{\infty} A_{m,n}, \quad (13)$$

$$A_{0,k} = 1, \quad A_{m,0} = 0; \quad A_{m,k} = \frac{(k-1)A_{m,k-1} - (x_k - x_0)A_{m-1,k}}{m+k-1}.$$

Неравенства: для любых вещественных чисел x_1, \dots, x_n имеет место следующая цепочка неравенств:

$$\frac{e^{-x_{\max}}}{(n-1)!} \leq \frac{e^{-x_0}}{(n-1)!} \leq e^{-x_k} \gamma^*[n-1, \frac{1}{n-1} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n (x_i - x_k)] \leq D_n(x_1, \dots, x_n) \leq \frac{e^{-x_m}}{n-1} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq m}}^n \gamma^*(n-1, x_i - x_m) \leq \frac{1}{n!} \sum_{i=1}^n e^{-x_i} \leq \frac{e^{-x_{\min}}}{(n-1)!}, \quad 1 \leq k, m \leq n, \quad (14)$$

точность которых тем выше, чем меньше разность $\lambda_{max} - \lambda_{min}$.

Заметим, что в отличие от известных формул, используемых для оценок образования изотопов в линейной цепочке [I3, I4], которые применимы только при малых выгораниях, неравенства (I4) можно использовать при произвольном выгорании. Это важно, например, при выборе цепочек, вносящих основной вклад в образование интересующего нас изотопа, поскольку обычно используемые для этого критерии могут приводить к ошибочным выводам [5].

При анализе радиоактивных цепочек всегда предполагается, что короткоживущие ядра быстро приходят в равновесие со своими предшественниками и не оказывают влияния на концентрацию следующих за ними ядер, так что их можно исключить из рассмотрения. Обычно считается, что через несколько периодов полураспада короткоживущего изотопа им уже можно пренебречь [I3-I5]. Покажем, что это предположение ошибочно [5]. Обозначая концентрацию последнего изотопа "укороченной" цепочки $N_n^{(r)}(t)$, из (2) и (4) получаем

$$N_n(t) = \frac{1 - \delta(t)}{1 - \frac{\lambda_n}{\lambda_m}} N_n^{(r)}(t), \quad \delta(t) = \frac{D_{n-1}(\lambda_1 t, \dots, \lambda_{m-1} t, \lambda_{m+1} t, \dots, \lambda_n t)}{D_{n-1}(\lambda_1 t, \dots, \lambda_{m-1} t, \lambda_{m+1} t, \dots, \lambda_n t)}, \quad (I5)$$

где λ_n - скорость выгорания исключаемого изотопа, а λ_m - наименьшая из скоростей выгорания в цепочке. С ростом t величина $\delta(t)$ стремится к нулю. Таким образом, за исключением случая $\lambda_m = 0$, когда один из изотопов не выгорает (или его концентрация поддерживается постоянной), ошибка, связанная с исключением короткоживущего изотопа не стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$.

Явное выражение для зависящей от времени части погрешности $\delta(t)$ можно получить в случае $\lambda_i = \lambda$, $i \neq n$. Из (7), (8) и (I5) имеем

$$\delta = (n-2)! e^{\lambda t - \lambda_n t} \cdot j^*(n-2, \lambda t - \lambda_n t). \quad (I6)$$

Пользуясь асимптотикой функции $j^*(n, x)$, находим:

$$\delta = \frac{n-2}{(\lambda_n t - \lambda t)} \left[1 - \frac{n-2}{\lambda_n t - \lambda t} + \frac{(n-3)(n-4)}{(\lambda_n t - \lambda t)^2} - \dots \right]. \quad (I7)$$

Из (I8) видно, что при малых t погрешность пропорциональна длине цепочки и обратно пропорциональна времени облучения. Этот результат является общим и легко получается из (2), (I4), (I5), если учесть, что исключение k -го ядра эквивалентно для последующих ядер сдвигу времени на $\Delta t \sim 1/\lambda_k$. Таким образом, погрешность, связанная с исключением короткоживущих изотопов, обычно недооценивается. Например, в расчетах

образования актинидов часто пренебрегают ^{239}Np ($T_{1/2}=2,35$ дн). Как видно из (17), при расчете образования ^{240}Pu из ^{238}U ошибка даже через три месяца превышает 10%.

Чувствительность рассчитанных концентраций к значениям констант изучалась рядом авторов [2,3,9]. С помощью (5) легко получить простые формулы для "функций влияния" $\varphi_{\alpha}^{(n)}(t)$, определяемых соотношением

$$\frac{\Delta N_{\alpha}(t)}{N_{\alpha}(t)} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \cdot \varphi_{\alpha}^{(n)}(t). \quad (18)$$

Если параметр α входит только в величину λ_{κ} , то

$$\varphi_{\alpha}^{(n)}(t) = -\alpha t \frac{\partial \lambda_{\kappa}}{\partial \alpha} \cdot \frac{D_{n+1}(\lambda_1 t, \dots, \lambda_n t, \lambda_{\kappa} t)}{D_n(\lambda_1 t, \dots, \lambda_n t)}. \quad (19)$$

При малых t ($\lambda_i t \ll 1, i=1, \dots, n$)

$$\varphi_{\alpha}^{(n)}(t) \approx -\frac{\partial \lambda_{\kappa}}{\partial \alpha} \cdot \frac{\alpha t}{n}. \quad (20)$$

Если изучаемый изотоп выгорает медленнее всех остальных, то при $t \rightarrow \infty$ $\varphi_{\alpha}^{(n)}(t) \rightarrow -\infty$. В противном случае $\varphi_{\alpha}^{(n)}(t)$ ограничена снизу:

$$\varphi_{\alpha}^{(n)}(t) \geq -\frac{\alpha}{\lambda_{\kappa}} \frac{\partial \lambda_{\kappa}}{\partial \alpha} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda_{\kappa}}{\lambda_{\kappa}}}. \quad (21)$$

Тестовый расчет [5] показывает, что простые формулы (20), (21) дают неплохую точность во всем интервале t и могут быть рекомендованы для предварительной оценки чувствительности концентраций к значениям констант.

Список литературы

1. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. - Усп. физ. наук, 1981, т.134, с.431.
2. Круглов А.К., Рудик А.П. Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. М., Атомиздат, 1977.
3. Tobias A. - Progr. in nucl. energy, 1980, v.5, p.1.
4. Shlyakhter A.I. - Preprint LNFI, 1981, №727.
5. Шляхтер А.И. - Препринт ЛЯЯФ, 1982, №735; Atomkernenergie, 1983, v.42, p.33.
6. Bateman H. - Proc. Cambr. Phil. Soc., 1910, v.15, p.423.
7. England T.R. et al. - EPRI-CINDER, Los Alamos Sci. Lab. Reports LA-6745-MS, LA-6746-MS, 1976.
8. Newman M.J. - Astrophys. Journ., 1978, v.219, p.676.
9. Sola A. - Analytical evaluation of actinide and fission product sensitivities. - Ispra Research Centre Reports EUR-5358, 5701, 5763, 6018, 6059 EN (1977-78).
10. Miles R.E. - Nucl. Sci. Eng., 1981, v.79, p.239.
11. Siewers H. - Atomkernenergie, 1976, v.27, p.30.
12. Гельфонд А.О. - Исчисление конечных разностей, 3-е изд., М., Наука, 1967.
13. Ott H.C. - Nucl. Sci. Eng., 1952, v.10(11), p.116.
14. Кривохатский А.С., Романов Д.Ф. - Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. М., Атомиздат, 1970.
15. Burstall R.F. - "FISPIN - a computer code for nuclide inventory calculations", UKAEA, Northern Division Report, 1979.

РЕАКЦИЯ НЕУПРУГОГО УСКОРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
НА ИЗОМЕРАХ И СИНТЕЗ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗВЕЗДАХ

Д.В.Петров, А.И.Шляхтер

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Показано, что учет открытой недавно реакции неупругого ускорения нейтронов на изомерных ядрах может заметно изменить выходы элементов в импульсном s -процессе нуклеосинтеза.

We show that the recently discovered reaction of INelastic Neutron Acceleration by isomeric nuclei (INNA-reaction) can cause a considerable change in the abundances of elements produced by the pulsed s -process. ^{85}Kr branching is chosen to demonstrate this effect in more detail.

При соударении нейтрона с ядром, находящимся в долгоживущем возбужденном (изомерном) состоянии, возможна реакция неупругого ускорения, в результате которой вылетающий нейтрон уносит энергию изомерного перехода (INNA-реакция). Возможность такой реакции была теоретически предсказана одним из авторов еще в 1959 году [1], однако экспериментально обнаружить её удалось лишь недавно [2,3]. Цель данной работы – показать необходимость учета INNA-реакции в расчетах образования элементов в импульсном s -процессе.

При температурах $T \sim 3 \cdot 10^8$ К ($kT \sim 30$ кэВ), характерных для s -процесса, заметная доля ядер находится в возбужденном состоянии. Если главным каналом распада изомерного уровня является переход в стабильное основное состояние, то через некоторое время устанавливается термодинамически равновесное (больцмановское) распределение ядер по состояниям (изомер "термализуется"). Однако, если главным каналом является, например, β -распад или выгорание, то стационарное распределение может сильно отличаться от равновесного [4]. Для термализованного изомера при расчетах s -процесса можно ввести эффективную (зависящую от температуры) скорость его распада и выгорания. В противном случае следует рассматривать ядро в основном и изомерном состоянии как два различных ядра. В зависимости от того,

термализован данный изомер или нет, концентрации ядер, следующих за ним в цепочке α -процесса, могут изменяться в десятки раз [5]. Рассматривая различные каналы термализации изомеров, Уорд и Фаулер [4] обратили внимание на то, что INNA-реакция (и обратная ей) увеличивают скорость переходов между основным и изомерным состоянием, облегчая условия термализации (хотя они и не делали никаких численных оценок). Но и при отсутствии термализации INNA-реакция может заметно уменьшить время жизни изомерного уровня, например, уменьшая относительную вероятность его распада. Важными примерами нетермализованных изомеров являются ^{85m}Kr и ^{180m}Hg [6].

Для того чтобы заметная часть изомерных ядер успела до распада передать свою энергию нейтронам, должно выполняться условие

$$\sigma_{in} \cdot \varphi \cdot \tau_m \geq 1,$$

где σ_{in} - сечение INNA-реакции при энергии нейтрона 30 кэВ, φ - поток нейтронов, а τ_m - время жизни изомерного уровня. При температурах, характерных для α -процесса, даже тяжелые атомы почти полностью ионизированы, поэтому для переходов с большим коэффициентом конверсии τ_m может значительно превышать его лабораторное значение [7]. Величина σ_{in} зависит от энергии изомерного перехода и его мультипольности. Расчеты энергетической зависимости сечения ускорения проводились для ряда околomagических M4-изомеров ^{85m}Kr , ^{91m}Nb , ^{87m}Sr , ^{113m}In и ^{115m}In с помощью оптической модели и формул Хаузера-Фешбаха-Молдауэра [8,9]. В области энергий 20-50 кэВ сечение σ_{in} составляет десятки и сотни миллибарн. При $\tau_m = 10^4$ с. поток φ должен составлять $10^{20}-10^{21}$ н/см²с., что соответствует плотности свободных нейтронов $n = 5 \cdot 10^{11}-5 \cdot 10^{12}$ н/см³. Такие высокие потоки могут иметь место, например, при импульсном горении гелиевого слоя в звездах-красных гигантах с массой $\sim 3-8 M_{\text{Солнца}}$ [10]. Зависимость плотности нейтронов в импульсе от времени, предложенная в [5], использовалась в ряде работ (см. [11-13]).

Кознер и др. [5] провели подробные численные расчеты образования элементов с $A=84-88$ в импульсном α -процессе. Отказавшись от предположения о термализации ^{85m}Kr , им удалось улучшить согласие своих модельных расчетов с наблюдаемым распределением изотопов. Мы повторили их расчеты в области $A=84-86$ с учетом и без учета INNA-реакции. На рис.1 показана схема превращений изотопов вместе с принятыми для них значениями ядерных констант. Сечение INNA-реакции на ^{85m}Kr рассчитывалось по формулам Хаузера-Фешбаха-Молдауэра с опти-

ческим потенциалом, параметры которого выбраны в духе SPRT метода Лагранжа [8,9,14]. Величина σ_{in} пропорциональна нейтронной силовой функции v_0 , которая для ^{85}Kr неизвестна. Если потенциал выбрать в соответствии со значением $v_0 = (0,26 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ для ^{87}Sr [15], то σ_{in} в интервале 30–40 кэВ составляет 25 мбн. Более позднее значение $v_0 = (0,39 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ [16] увеличивает σ_{in} . Если же использовать значение $v_0 = (1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ для ^{85}Rb [16], то σ_{in} увеличивается еще больше. Ввиду такой неопределенности наши расчеты проведены при двух значениях $\sigma_{in} = 25$ мбн и $\sigma_{in} = 100$ мбн.

Результаты расчетов приведены в таблице. Сильнее всего, как и следовало ожидать, влияние INNA-реакции проявляется в увеличении концентрации ^{85}Kr и образующихся из него ^{86}Kr и ^{85}Rb . Благодаря тому, что ^{85}Rb образуется из ^{85}Kr с задержкой около 15 лет, его концентрация увеличивается только в конце импульса. На концентрацию образующихся из него ^{86}Rb и ^{86}Sr это увеличение почти не влияет, т.к. поток нейтронов к этому моменту уже мал. В последующих импульсах учет INNA-реакции приведет к увеличению концентрации и этих изотопов.

Использованные выше сечения реакции не обладают необходимой для надежных расчетов точностью. Так, например, для сечения захвата ^{85}Kr в атласе BNL-325 [16] приводится значение 85 мб вместо 161 мб. Кроме того, величина вероятности возбуждения изомерного уровня ^{85m}Kr при захвате на ^{84}Kr $\rho = 0,68$ принята такой же, как для тепловых нейтронов. Специальные измерения [6] дали для неё значение $\rho = 0,54 \pm 0,07$. Недостаточно надежны и вычисления сечения ускорения. Поэтому приведенные выше результаты следует рассматривать как иллюстрацию влияния INNA-реакции, а не как вычисление реального распределения изотопов.

Заключение

Реакцию неупругого ускорения нейтронов на изомере ^{85m}Kr необходимо принимать во внимание при расчетах образования элементов в импульсном s -процессе, если нейтронный поток достигает 10^{19} н/см²с. Несмотря на недостаточно надежные ядерные данные, иллюстрационные расчеты показывают, что концентрации изотопов, следующие за ^{85m}Kr , могут изменяться в несколько раз в зависимости от того, учитывается или не учитывается ускорение нейтронов. Еще более заметное влияние учет INNA-реакции может оказывать в случае изомеров с большим сечением ускорения (например, ^{180m}Hf).

Зависимость концентраций изотопов от времени (в единицах C_{ij})[‡]

t, c	$\varphi, n/cm^2c$	$\sigma_{in} = 0$					$\sigma_{in} = 25 \text{ мбн}$					$\sigma_{in} = 100 \text{ мбн}$				
		^{85}Kr	^{86}Kr	^{85}Rb	^{86}Rb	^{86}Sr	^{85}Kr	^{86}Kr	^{85}Rb	^{86}Rb	^{86}Sr	^{85}Kr	^{86}Kr	^{85}Rb	^{86}Rb	^{86}Sr
0	$5,9 \cdot 10^{19}$	0	8,1	4,2	0	2,7	0	8,1	4,2	0	2,7	0	8,1	4,2	0	2,7
$2,5 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^{19}$	1,8	11	1,7	0,77	1,0	2,0	10	1,9	0,76	1,0	3,0	12	1,6	0,72	0,99
$1,1 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^{19}$	2,1	22	1,6	0,72	0,12	2,4	20	1,9	0,70	0,12	5,1	37	1,5	0,66	0,12
$4,6 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^{19}$	2,1	35	1,8	0,76	0,18	2,5	35	1,9	0,75	0,17	5,4	78	1,7	0,73	0,17
$1,7 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^{18}$	2,1	38	1,9	0,67	0,88	2,5	41	1,9	0,67	0,88	5,6	92	1,9	0,67	0,87
$6,5 \cdot 10^7$	$6,9 \cdot 10^{16}$	2,0	38	2,0	0,074	3,2	2,4	42	2,0	0,075	3,2	5,3	94	2,2	0,079	3,3
0		0	38	4,0	0	3,3	0	42	4,4	0	3,3	0	94	7,4	0	3,4

341

[‡]Следуя работе [5], мы приняли концентрацию ^{84}Kr постоянной (чтобы учесть его образование в α -процессе из более легких ядер).

ПОЛУЧЕНИЕ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ И РАДИУСОВ
ИЗ УСРЕДНЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ

Зо Ин Ок, В.Г.Николенко, А.Б.Попов, Г.С.Самосват

(СИЯИ)

Для 12 элементов и 5 изотопов олова получены новые данные по радиусам потенциального р-рассеяния и нейтронным силовым функциям для $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ -нейтронов. Впервые наблюдается спин-орбитальное расщепление максимума силовой функции.

EXTRACTION OF STRENGTH FUNCTIONS AND RADII FROM AVERAGE DIFFERENTIAL SCATTERING CROSS SECTIONS. The new data on potential p-scattering radii and neutron strength functions for $p_{1/2}$ and $p_{3/2}$ -neutrons are obtained for 12 elements and 5 isotopes of tin. For the first time the spin-orbital splitting of strength functions is observed.

В работе [1] на примере измерений с изотопами олова было показано, что выражение усредненного по резонансам дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов $\langle \sigma_s(\vartheta) \rangle$ через нейтронные силовые функции S_0 , $S_{1/2}$ и $S_{3/2}$, радиационные силовые функции $S_{\gamma 0}$ и $S_{\gamma 1}$ и вклады в R-матрицу далеких уровней R_0^∞ и R_1^∞ позволяет получить с хорошей точностью параметры $S_{3/2}$ и R_1^∞ , с худшей точностью и несколько неоднозначно из-за корреляций S_0 , $S_{1/2}$ и R_0^∞ , а значения $S_{\gamma 0}$ и $S_{\gamma 1}$ в разумных пределах на определение других параметров практически не влияют (индексом 0 отмечены параметры для s-нейтронов, индексом 1 - для p-нейтронов, а 1/2 и 3/2 - для $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ -нейтронов). В настоящей работе приводятся результаты обработки новых измерений с элементами, содержащими в основном четно-четные ядра, и прежних измерений с изотопами олова. Методика новых измерений ничем не отличалась от старой и описана в [1-3].

Отличия от обработки в [1] состояли в следующем: 1) энергетическая область обработки была расширена до ~ 450 кэВ, а в члене с $P_2(\cos \vartheta)$ учитывался вклад d-волны потенциального рассеяния в предположении, что $R_2^\infty = R_0^\infty$; 2) для всех образцов в анализ были включены все значения $g \Gamma_n$ из [4] без использования идентификации резонансов по орбитальному моменту. При этом в подгонке применялось выражение

$$S \equiv \sum g \Gamma_n / \Delta E = \sqrt{E} [S_0 + \nu(S_{1/2} + 2 S_{3/2})];$$

3) с целью более точного использования R-матричного формализма во всех формулах [1] и в S была сделана замена $S_0 \rightarrow \frac{S_0}{d_0}$ и $S_{1/2} \rightarrow \frac{S_{1/2}}{d_1}$, где

$$d_0 = 1 + (\kappa R R_0^{\infty})^2, \quad d_1 = \left[1 + \frac{\nu R_1^{\infty}}{(\kappa R)^2} \right]^2 + (\nu \kappa R R_1^{\infty})^2$$

- факторы, появляющиеся в нейтронных ширинах резонансов при выделении в R-матрице R^{∞} .

Полученные значения всех параметров приведены в табл. Значения $S_{1/2}$ и $S_{1/2}'$ при подгонке фиксировались. Указанные ошибки - статистические, умноженные на фактор $\sqrt{\chi^2/(n-m)}$, где m - число варьируемых параметров. При используемом нами выборе нулевых граничных условий ($B_l=0$)

$$R_l' = R \left[1 - \frac{(2l+1)R_l^{\infty}}{1 + \nu R_l^{\infty}} \right].$$

Сравнивая наши данные с имеющимися, например, в [4], можно констатировать неплохое согласие S_0 , R_0' и $S_1 = \frac{1}{3}(S_{1/2} + 2S_{3/2})$ для большинства образцов. Для ядер легче Zr S_0 занижены, а S_1 завышены. У Rm, Pd и изотопов олова, кроме ^{120}Sn , занижены R_0' . Так как S_0 , $S_{1/2}$ и R_0^{∞} определяются в основном интегральным сечением рассеяния, эти расхождения связаны, по-видимому, с возможными ошибками абсолютной калибровки сечений и слеживкой сильных резонансов в легких ядрах. Расхождения возможны также из-за некоторой энергетической зависимости параметров, которые определены у нас в широкой области, а литературные данные, как правило, более локальны.

Данные по R_1' можно сравнить с результатами работы [5], где из полных сечений были получены R_1^{∞} с точностью $\pm 0,1$. На рис. I наши R_1'

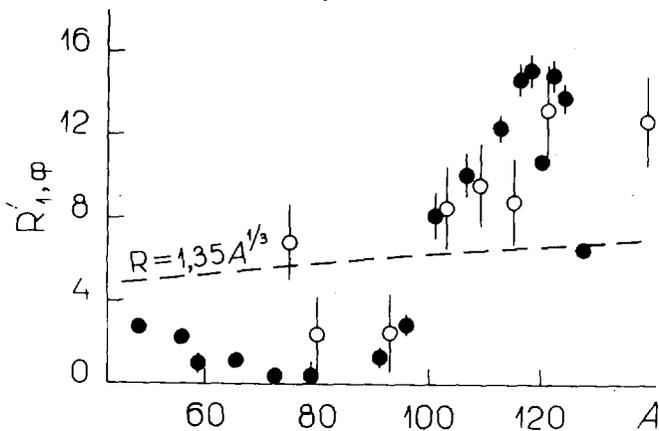


Рис. I

Силловые функции - в единицах 10^{-4} ; n - число экспериментальных точек

Образец	n	χ^2	S_0	$S_{1/2}$	$S_{3/2}$	R_0^∞	R_1^∞	S_{y0}	S_{y1}
Ti	43	320	$0,36 \pm 0,33$ *	$0 \pm 2,6$	$1,8 \pm 0,3$	$0,09 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,03$	1,4	2,1
Fe	52	314	$0,37 \pm 0,13$ *	$0 \pm 1,8$	$1,2 \pm 0,3$	$0,05 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,02$	0,6	0,8
Ni	51	208	$0,88 \pm 0,29$ *	$2,1 \pm 1,1$	$1,7 \pm 0,4$	$-0,26 \pm 0,04$	$0,37 \pm 0,06$	1,7	5,3
Zn	74	163	$1,2 \pm 0,1$ *	$1,5 \pm 0,7$	$1,3 \pm 0,3$	$-0,21 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,04$	1,7	3,6
Ge	69	77	$0,50 \pm 0,15$ *	$0 \pm 1,0$	$3,2 \pm 0,5$	$-0,32 \pm 0,02$	$0,46 \pm 0,04$	3	6,2
Se	68	107	$0,41 \pm 0,17$ *	$4,9 \pm 1,8$	$1,9 \pm 0,9$	$-0,35 \pm 0,03$	$0,48 \pm 0,09$	3,4	2,2
Zr	67	280	$0,13 \pm 0,25$	$1,5 \pm 1,5$	$7,5 \pm 0,9$	$-0,30 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,05$	0,64	2
Mo	71	155	$0,34 \pm 0,08$	$2,9 \pm 1,6$	$6,8 \pm 0,8$	$-0,19 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,04$	1,3	3,5
Ru	68	100	$0,70 \pm 0,05$	$10,1 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,5$	$0,19 \pm 0,03$	$-0,09 \pm 0,05$	2	4,5
Pd	67	106	$0,64 \pm 0,05$	$7,3 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,3$	$0,17 \pm 0,03$	$-0,16 \pm 0,04$	5	15
Cd	67	84	$0,47 \pm 0,03$	$7,0 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,2$	$0,24 \pm 0,02$	$-0,23 \pm 0,02$	3,2	11
II ⁶ Sn	104	198	$0,27 \pm 0,02$	$7,2 \pm 0,2$	$1,07 \pm 0,13$	$0,28 \pm 0,02$	$-0,29 \pm 0,02$	1	2
II ⁸ Sn	104	203	$0,24 \pm 0,03$	$5,4 \pm 0,4$	$1,00 \pm 0,16$	$0,28 \pm 0,03$	$-0,30 \pm 0,02$	1	2
I ²⁰ Sn	111	238	$0,08 \pm 0,03$	$2,4 \pm 0,5$	$1,67 \pm 0,14$	$0,11 \pm 0,02$	$-0,17 \pm 0,01$	1	2
I ²² Sn	101	182	$0,20 \pm 0,03$	$5,3 \pm 0,4$	$1,05 \pm 0,16$	$0,25 \pm 0,03$	$-0,29 \pm 0,02$	1	2
I ²⁴ Sn	103	173	$0,12 \pm 0,03$	$5,8 \pm 0,4$	$0,94 \pm 0,13$	$0,23 \pm 0,02$	$-0,26 \pm 0,02$	1	2
Te	68	229	$0,09 \pm 0,04$	$0,8 \pm 0,8$	$2,2 \pm 0,3$	$0,04 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	2,7	8

* Эти значения явно занижены, так как из подгонки были исключены наши данные в области до 50-100 кэВ, где содержатся сильные S-резонансы и велик эффект их блокировки.

показаны темными точками вместе с R'_1 , полученными из [5] (светлые точки) по формуле $R'_1 = I \cdot 40 \cdot A^{1/3} (I - 3R'_1)$, соответствующей R и граничным условиям $V_\ell = -\ell$, принятым в [5]. Ряд значений R'_1 был получен также в работе [6] из измерений ω_1 до 60 кэВ с использованием грубых оценок вклада резонансов. Для R_0 и T_0 результаты примерно совпадают, а пик между $A \approx 100$ и 130 поднимается в [6] не выше II–III ф.

Наконец, результаты по $S_{1/2}$ и $S_{3/2}$ (рис. 2) можно сравнить пока только с теоретическими предсказаниями. Согласно оптической модели,

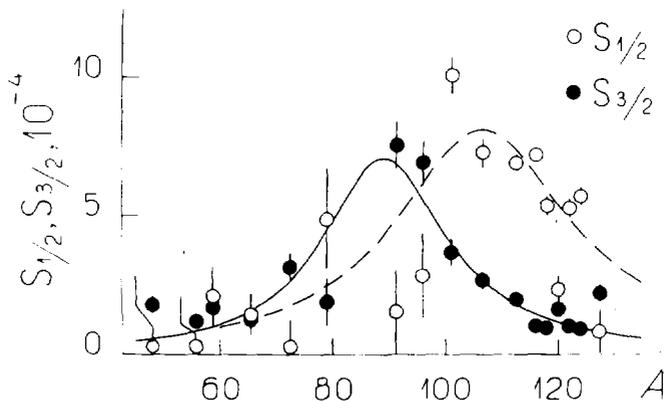


Рис. 2

пики $S_{1/2}$ и $S_{3/2}$ должны быть примерно одинаковой формы, а их максимумы должны отстоять друг от друга на расстоянии $\Delta A \approx 8$. Мы подогнали под экспериментальные точки трехпараметрические кривые, соответствующие лоренцевым кривым в энергетической шкале, которые показаны на рисунке. Параметры ширины и амплитуд пиков в пределах ошибок совпадают, а расстояние между максимумами $\Delta A = 17 \pm 4$, что позволяет говорить о прямом наблюдении спин-орбитального расщепления.

Заметим, что разные варианты подгонок с фиксированием R'_0 и S_0 по известным данным не меняют основные результаты по расщеплению силовой функции $S_{1/2} - S_{3/2}$ и зависимости радиуса p -рассеяния R'_1 от A . В частности, увеличение R'_0 на ~ 1 ф у R_0 , Pd , Cd и четырех изотопов олова приводит к понижению у них R'_1 на 2 – 4 ф, а $S_{1/2}$ – на $\sim 2 \cdot 10^{-4}$; значения же $S_{3/2}$ меняются незначительно. Величины χ^2 увеличиваются при этом на 10 – 60%.

В заключение следует сказать, что численные результаты проведенного анализа экспериментальных данных носят предварительный ха-

ракти и цель настоящего доклада - продемонстрировать возможности предложенного подхода к определению средних нейтронных параметров.

В планы дальнейшего развития настоящих исследований входят измерения с разделенными изотопами, дополнение данных по дифференциальным сечениям рассеяния данными по полным сечениям, а также нахождение наиболее адекватного варианта параметризации экспериментальных данных (выбор граничных условий в R -матричном formalizме, возможное разделение R_4^{∞} на $R_{1/2}^{\infty}$ и $R_{3/2}^{\infty}$, учет энергетической зависимости R^{∞} и т.д.).

Список литературы

1. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. - ОИЯИ, РЗ-82-436, Дубна, 1982; Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. - Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Int. Conf. Antwerp, 6-10 September, 1982, p.781.
2. Гребнев А.В. и др. - ОИЯИ, РЗ-82-514, Дубна, 1982.
3. Вагов В.А. и др. - ОИЯИ, РЗ-82-770, Дубна, 1982.
4. Mughabghab S.F. e.a. - Neutron Cross Sections, v. 1, pt.A, Academic Press, 1981.
5. Samardja H.S. - Phys. Rev., 1974, v.9C, p.28.
6. Александров Ю.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г., Москва. ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.163.

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ, ФАЗЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ И ПРИНЦИП ПАУЛИ

В.Г.Николенко

(СИЯИ)

Рассматривается влияние заполнения одночастичных состояний (ОС) на зависимости силовой функции $S(\lambda)$ и радиуса потенциального рассеяния $R^p(\lambda)$ для s - и p -нейтронов от массового числа A .

The effect of the filling of the neutron sub-shell on the strength functions and potential scattering radii for s - and p -neutrons is considered.

I. Оптическая модель при малых энергиях нейтронов встречает ряд трудностей в описании экспериментальных данных. Например, для описания рассеяния при разных ℓ приходится брать разные параметры потенциала U_ℓ , не описывается изотопный ход S_0 в районе минимума зависимости $S(\lambda)$ ($A \approx 120$). Последний эффект неоднократно рассматривался [1]. В частности, невозможность в рамках обычной оптической модели описать изотопный ход может быть объяснена [2] тем, что оптическая модель не учитывает принципа Паули (нейтрон рассеивается на пустой яме). Эффекты, связанные с принципом Паули, могут проявляться при энергии нейтронов, не очень далекой от энергии Ферми, когда некоторое ОС, существенно участвующее в процессе, находится вблизи поверхности Ферми.

В самом деле, используя разложение волновой функции нейтронного резонанса внутри ядра по одночастичным состояниям нуклонов, можно получить разложение амплитуды приведенной ширины по амплитудам одночастичных ширин ($\xi_i \sim \sqrt{U_i}$)

$$\gamma_\lambda = \sum_i c_i(\lambda) \xi_i, \quad \xi_i \sim U_i. \quad (1)$$

Учет принципа Паули и корреляций сверхпроводящего типа приводит к тому, что ξ_i пропорциональна амплитуде вероятности U_i найти i -е ОС свободным, т.е. при опускании f -го ОС под поверхность Ферми (при возрастании числа нейтронов N) ξ_i уменьшается, спадая

практически до нуля, и вклад этого ОС в S и R' должен уменьшаться с ростом \mathcal{W} и A . Так как энергия связи нейтрона $B_n \approx 8 \text{ МэВ} \approx (E_{f+1} - E_f)/2$, то рассматриваемый эффект сильнее всего проявится при рассеянии медленных нейтронов, когда $E - E_f \approx E_{f+1} - E$ (энергия нейтрона E отсчитывается от дна ямы) и когда $f = e$ и $(f+1) = e$ (если они оба свободны) даст приблизительно одинаковый вклад ($|C_f| \approx |C_{f+1}|$) в рассеяние (район минимума $S(A)$). Если же E близка к E_{f+k} (район максимума $S(A)$) или большая энергия нейтронов), то рассматриваемый эффект будет мал из-за того, что $|C_f| \ll |C_{f+k}|$. Поэтому в последнем случае оптическая модель должна удовлетворительно описывать экспериментальные данные.

Рассмотрим, как интерпретируется оптическая модель в рамках R -матричного формализма. Если в выражении для

$$\chi_\lambda^2 = \sum_n C_n^2(\lambda) \zeta_n^2 + \sum_{n_i} C_n(\lambda) C_i(\lambda) \zeta_n \zeta_i \quad (2)$$

пренебречь второй суммой и считать, что $C_n^2 \sim \mathcal{W} [(E_n - E)^2 + (\frac{\mathcal{W}}{2})^2]^{-1}$, то можно получить следующее выражение для S и параметра R -функции R , учитывающего в рассеянии удаленные компаунд-резонансы:

$$S = \frac{10^9 \alpha}{0,23 \pi} \sum \frac{1}{1 + \chi_n^2} \frac{2\Gamma_n}{\mathcal{W}}, \quad \chi_n = 2 \frac{E_n - E}{\mathcal{W}}, \quad R = \sum \frac{\chi_n}{1 + \chi_n^2} \frac{2\Gamma_n}{\mathcal{W}}, \quad (3)$$

где α - радиус канала, Γ - одночастичные ширины, величина \mathcal{W} соответствует мнимой части оптического потенциала. Это соотношение эквивалентно соответствующим выражениям для S и R , получаемым [4], например, для комплексной прямоугольной ямы. Чтобы перейти от (1) к оптическому выражению (3), надо было: 1) отбросить вторую сумму в (2) (это означает, что оптическая модель складывает не амплитуды развала ОС в КС, а вероятности); 2) суммирование проводится в (3) по всем ОС так, как если бы яма среднего поля была бы "пуста".

Учет принципа Паули и когерентного сложения амплитуд в (1) приводит [3] к согласованию расчетного и экспериментального изотопного хода S_0 при $A \approx 120$. Эти эффекты должны проявляться не только в S_0 , но и в S_1 , и в радиусах потенциального рассеяния R'_0, R'_1 . При $ka \ll 1$ потенциальное сечение для $\ell = 0$ и 1 соответственно имеет вид [5]

$$\sigma_0 = 4\pi (R'_0)^2 \quad \sigma_1 = \frac{4\pi}{9} (ka)^4 [(R'_{1/2})^2 + 2(R'_{1/2})^2]$$

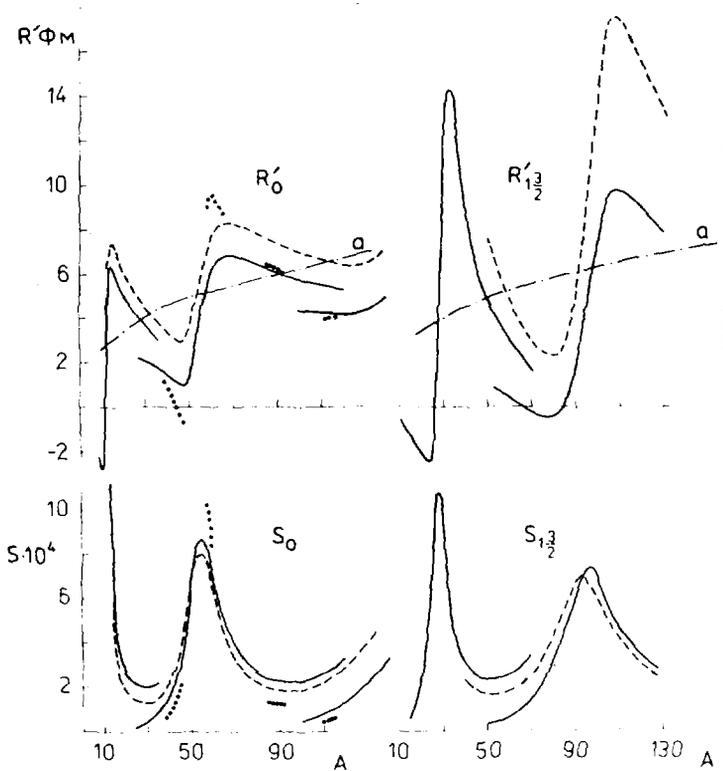
$$R'_{\ell} = a \left[1 - \frac{(2\ell+1) \text{Re}j}{1 + \ell \text{Re}j} \right].$$

2. С целью качественной демонстрации обсуждаемых эффектов, связанных с принципом Паули, проводился (сплошные кривые на рисунке) расчет S и R' в рамках R -матричного формализма для вещественной прямоугольной ямы. V и W - выбирались из соображений грубого соответствия между экспериментальной и расчетной зависимостью $S(A)$, при этом, чтобы приблизительно удовлетворить экспериментальным значениям максимумов S , пришлось увеличить одночастичные ширины в 4 раза. Знаки фрагментов в (I) определялись знаком отношения $\zeta_n / (E_n - E_\lambda)$ (фрагменты складывались когерентно). Сплошные кривые для $S(A)$ и $R'(A)$ на рисунке двузначны в области заполнения $23, 33, 2p$ ОС, соответствуя свободному ($U = 1$) или занятому ($U = 0$) заполняемому ОС. Для сравнения прерывистой кривой показан расчет, в котором не учитывался ни принцип Паули, ни когерентное сложение фрагментов в (I), что соответствует оптическому расчету.

Подчеркнем некоторые качественные особенности в зависимостях $S(A)$ и $R'(A)$, вытекаемые учетом принципа Паули: а) как видно из рисунка, заполнение ближайшего к значению энергии нейтронов E ОС приводило бы в модели независимых частиц к резкому, "скачкообразному" уменьшению S и R' при увеличении числа нейтронов мишени N . Но из-за парных корреляций точки на рисунке должны "переходить" с одной кривой на другую не скачком, а сравнительно медленно с увеличением N или A на 10-15 единиц; б) сплошные кривые на правых склонах пиков S идут выше пунктирных из-за когерентного сложения амплитуд в (I); в) исключение из суммы для R заполненных состояний приводит к увеличению R и уменьшению R' при всех E и соответствующих им A . Поэтому сплошные кривые для R' на рисунке лежат ниже пунктирных (оптических).

3. Еще один эффект [9] должен приводить к более резкому изменению S и R' , чем обычная "оптическая" зависимость $S(A)$ и $R'(A)$. Для околomagических ядер из-за уменьшения плотности трехквантовых состояний при замыкании оболочки уменьшается средняя ширина ОС, приводя к уменьшению W для таких ядер. Этот эффект иллюстрируется точечной кривой на рисунке, для которой W уменьшена в два раза. Из-за меньшей W силовая функция увеличивается в районе пиков и уменьшается между ними, поэтому же и R' вблизи ОС должен более резко отличаться от радиуса канала $a = 1,35A^{1/3}$ фм. Но в

области между ОС R' практически не должны измениться (точки лежат на сплошной кривой), т.к. вклад далеких ОС в R слабо зависит от W . Для таких ядер, как изотопы Sn , в поведении $S_0(A)$ и $R'_0(A)$ может сказываться как уменьшение W , так и эффект, рассмотренный в п. 1 и 2 ($\Gamma_f \sim U_f^2$). Но разный характер проявления этих эффектов в зависимостях $S_0(A)$ и $R'_0(A)$ дает возможность сделать различие между ними на основании экспериментальных данных.



В заключение отметим, что в настоящее время нет экспериментальных данных для S_i и R'_i в интересующей нас области А. Что касается R'_0 , то большинство экспериментальных значений для R'_0 , к сожалению, получены из обработки сечений в довольно узких энергетических интервалах, и в этих условиях флуктуации R'_0 , обусловленные статистикой нейтронных ширин, могут достигать 100% [6]. Тем не менее, указанием на изотопный ход R'_0 , возможно, являются данные для изотопов Sn и Te (для Sn - 6,3; 6,2; 6,0; 5,7; 5,9; для Te - 5,9; 5,9; 5,8; 5,7; 5,6; 5,5; 5,4; радиусы приведены в порядке возрастания \mathcal{N} , ошибки около 0,2). Масштаб "скачков" на рисунке для S_0 соответствует наблюдаемому изотопному ходу R'_i для Cd, Sn, Te и коррелирует со спектроскопическими факторами U^2 , известными из реакций передачи. Поэтому можно надеяться, что приводимый на рисунке расчет грубо передаёт и величину "скачков" для S_i , R'_0 , R'_i .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Highabghab S.F. e.a. Neutron cross section. V.1. Acad. Press, 1981.
2. Horen D.J. e.a. Phys. Rev., 24 с, 1961, 1971.
3. Николенко В.Г. - ОИЯИ, Р4-6947, 1973.
4. Лейн А., Томас Р. - Теория ядерных реакций при низких энергиях, И.Л., М., 1960.
5. Николенко В.Г. - ОИЯИ, Р4-83-128, 1983.
6. Николенко В.Г. - ОИЯИ, Р4-81-351, 1981.
7. Lynn J.E. The theory of neutron resonance reactions, Oxford, Clarendon Press, 1968.

ВЫХОДЫ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА С ЯДРАМИ ^{114}Sn И ^{124}Sn

М.В.Блинов, Б.П.Гаврилов, С.С.Коваленко, Э.М.Козулин, А.Н.Можаев

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич

(ОИЯИ)

Проведены измерения выходов нейтронов с энергиями более 5 МэВ, возникающих при взаимодействии ионов углерода (9 МэВ/ нуклон) с ядрами двух изотопов олова.

The measurements of the yields of neutrons (energy more than 5 MeV) emitted in the interactions carbon ions (9 MeV/nucleon) with nuclei of two stannum isotopes.

Данная работа поставлена с целью дальнейшего изучения механизма образования высокоэнергетических частиц в реакциях с тяжёлыми ионами. Анализ выхода неравновесных заряженных частиц [1] привёл к выводу о влиянии энергии связи α -частиц в ядре мишени на вероятность испускания неравновесной компоненты ^4He . Различие в суммарных выходах быстрых нейтронов было также обнаружено в работе [2] для изотопов ^{58}Ni и ^{64}Ni (реакция $^{16}\text{O} + ^{58,64}\text{Ni}$ при 6 МэВ/ нуклон), что можно трактовать как влияние энергии связи на выход быстрых частиц. Однако возможны и другие объяснения такого различия. С целью выяснения влияния нуклонного состава ядра мишени на вероятность эмиссии неравновесных нейтронов были проведены измерения спектров и выходов нейтронов для двух изотопов олова ^{114}Sn и ^{124}Sn .

Эксперименты проводились на выведенном пучке ускорителя У-200 ЛЯР ОИЯИ. Пучок ионов ^{12}C (энергия 109 МэВ) через систему коллиматоров и диафрагм бомбардировал мишень из металлического олова. Мишени из изотопов олова (^{114}Sn и ^{124}Sn) с обогащением 99,9% имели толщину 150 мг/см² и изготавливались одинаковым образом. Регистрация числа ионов, падающих на мишень, проводилась путём измерения

числа ионов углерода, рассеянных на тонкой золотой фольге на угол 30° . Примесь других ионов в пучке ^{12}C , как это было определено путём измерения спектров рассеянных ионов, была менее 1%. Ток ионов в течение эксперимента поддерживался на постоянном уровне в пределах 10%. Нейтроны регистрировались двумя детекторами (кристаллы стильбена 70×50 мм с ФЭУ-82), расположенными на расстоянии 150 см от мишени под углами 0 и 120° по отношению к пучку ионов. В детекторах нейтронов применялись ФЭУ-82, которые могли обеспечить достаточно хорошее временное разрешение при высоких спектрометрических характеристиках. Информация о времени пролёта, величине световой вспышки и соотношении быстрой и медленной компонент записывались в память ЭВМ" Минск-32. "Ноль времени" задавался ВЧ-напряжением, снимаемым с дуанта циклотрона. Временное разрешение, определяемое по полной ширине гамма-пика на полувысоте, равнялось 3,5нс. Аппаратурный спектр представлен на рис.1. Ввиду значительного нейтронного фона особое внимание уделялось вопросу формирования пучка без значительного ореола. Часть диафрагм дистанционно устанавливалась для контроля качества формирования пучка, а во время проведения измерений убиралась. Использование амплитудного анализа и n/γ -разделения привело к значительному уменьшению фона.

Измерения проводились короткими сериями и попеременно с разными изотопами. Для быстрой смены мишеней без нарушения вакуума использовалось специальное устройство, на котором крепились мишени изотопов олова, а также реперная танталовая мишень.

На рис.2 показаны энергетические спектры для обоих изотопов олова для угла 0° , приведённые к одинаковому потоку ионов. Для обоих изотопов наблюдаются жёсткие компоненты с температурами T около 5 МэВ, причём для ^{124}Sn температура несколько выше (для ^{114}Sn $T=4,5$ МэВ, а для ^{124}Sn $T=5,0$ МэВ). Интенсивности спектров в области малых энергий отличаются мало, а для жёсткой компоненты наблюдается отчётливая разница, выходящая за пределы экспериментальных ошибок. Выход нейтронов с энергиями выше 15 МэВ для ^{124}Sn превышает выход для ^{114}Sn примерно в 1,5 раза. Если использовать модель "вращающегося горячего пятна", то в результате подгонки температура, которая используется для описания энергетического спектра выше 10 МэВ, в случае ^{124}Sn получается равной 4,8 МэВ, а для ^{114}Sn - 4,2 МэВ, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Найденное различие в выходах нейтронов выше 10 МэВ можно связать с разницей в энергиях связи последнего нейтрона, которые отличаются на 1,3 МэВ (8,5 МэВ для ^{114}Sn и 10,3 МэВ для ^{124}Sn). Такую разницу в выходах

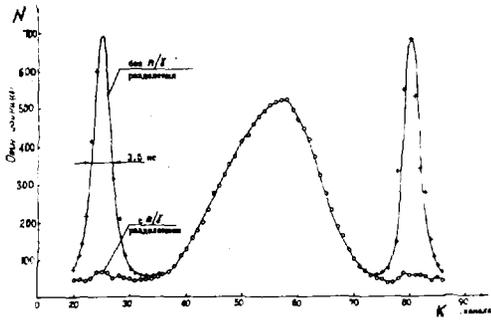


Рис. 1. Аппаратурный спектр по времени пролета

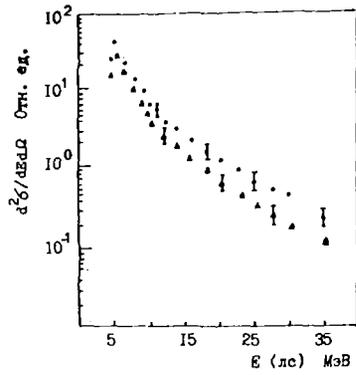


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов для ^{124}Sn - (•) и ^{119}Sn - (▲)

жёсткой компоненты в рамках данной модели объяснить пока не удалось.

Полученные результаты свидетельствуют о влиянии нуклонного состава ядра на процесс образования высокоэнергетических нейтронов. Однако для выяснения конкретного механизма взаимодействия необходимо провести систематические исследования для ряда изотопов, отличающихся соотношением чисел нейтронов и протонов и энергиями связи последнего нейтрона.

Список литературы

1. C. Borce et al. Nucl. Phys. A 351, 1981, p. 312.
2. Gemmeke H., Netter P. et al. Phys. Lett. B, 1980, v. 97, p. 213.

ЭМИССИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИЯХ $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$

М.В.Блинов, С.С.Коваленко, Э.М.Козулин, А.Н.Можаев

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Д.Ц.Оганесян, Д.Э.Ленионжкевич

(ОИЯИ)

Измерены энергетические спектры и угловые распределения быстрых нейтронов, испускаемых при взаимодействии ионов углерода и неона (9 МэВ/нуклон) с ядрами тантала.

The energy spectra and angular distribution of fast neutrons emitted in the interactions of carbon and neon ions (9 MeV/nucleon) with tantalum nuclei have been measured.

Исследование неравновесной эмиссии легких частиц при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами проводится в последнее время весьма интенсивно, поскольку подобные эксперименты представляют существенную информацию о динамике столкновений и особенно о первых фазах взаимодействия. Однако многочисленные эксперименты и теоретические исследования пока не привели к созданию достаточно ясной картины образования неравновесных частиц.

Наиболее интенсивно исследовалась эмиссия изотопов гелия и водорода, при этом основное внимание уделялось характеристикам испускания альфа-частиц. Изучение нейтронной эмиссии представляет особый интерес, поскольку на угловых и энергетических распределениях нейтронов не сказывается искажающее влияние кулоновского поля ядра мишени и иона. Однако исследования неравновесной эмиссии нейтронов пока немногочисленны [1-5] в связи со значительными трудностями подобных измерений.

В данной работе проводилось исследование энергетических спектров и выходов нейтронов, возникающих в реакциях взаимодействия ионов ^{12}C и ^{20}Ne с ядрами ^{181}Ta при энергиях ионов ~ 9 МэВ/нуклон.

Краткие сведения о некоторых результатах этой работы были сообщены ранее [6,7].

На рис. 1 и 2 представлены спектры нейтронов, образующихся в реакциях $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$. В спектрах отчетливо наблюдаются две компоненты. Изменение наклона спектра происходит в районе 10 - 15 МэВ. В области более низких энергий (мягкая компонента) значения средней температуры меняются от 2,5 МэВ для 0° до 1,7 МэВ для 120° (данные в с.ц.м. для ионов углерода). Для интерпретации природы мягкой компоненты были проведены расчеты спектров нейтронов в рамках статистической модели с учетом конечной толщины мишени. Сечение слияния вычислялось по модели Басса. Использовалась программа **GROGI** -2. Учитывалась как разрядка составного ядра, так и дочерних ядер по четырем возможным каналам (n , p , α , γ). Расчет показал значение средней температуры ядра равное 1,7 МэВ. Следовательно, можно предположить, что для больших углов мягкая компонента имеет статистическую природу. Для малых углов температура мягкой компоненты и её интенсивность выше, чем следует из статистических расчётов, что, возможно, связано с вкладом испарения из возбужденных движущихся фрагментов. Жёсткая компонента характеризуется существенно большей температурой, если использовать понятие температуры для характеристики жёсткости спектра. Температура этой компоненты и её интенсивность постепенно уменьшаются с увеличением угла. Для 0° T равно 5,1 МэВ, а для 120° - 3,2 МэВ. Отношение вклада нейтронов с энергиями более 10 МэВ к вкладу нейтронов с $E < 10$ МэВ равняется 5% для 0° и 1,5% для 120° (порог равен 1 МэВ) (данные для ^{12}C).

Можно попытаться описать угловое и энергетическое распределения нейтронов жёсткой компоненты с помощью модели движущегося источника и подобрать его скорость и температуру спектра в его системе. Оказывается, что скорости движущихся источников и для ионов ^{12}C и для случая ионов ^{20}Ne выше, чем скорости соответствующих компанд-ядер, но ниже скорости ионов. Они составляют примерно половину от скорости иона после преодоления кулоновского барьера. Полученные скорости источников близки к полученным в работе [8] для протонов. Температуры оказываются равными соответственно 3,2 МэВ для ионов ^{20}Ne и 4,1 МэВ для ионов ^{12}C . Абсолютные выходы, энергетические и угловые распределения нейтронов жёсткой компоненты, полученные в данной работе для взаимодействия ионов углерода и неона с ядрами тантала, оказались весьма близкими (см. рис. 1 и 2).

Для ионов ^{12}C эти энергетические распределения соответствуют (с учетом различия ядер мишени и энергии ионов) результатам ра-

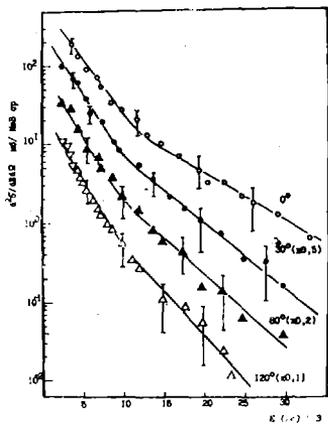


Рис. 1.
Энергетические спектры нейтронов
из реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$

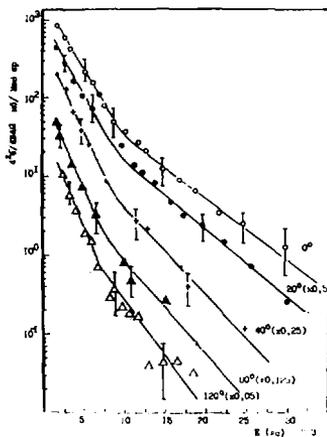


Рис. 2.
Энергетические спектры
нейтронов из реакции
 $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$

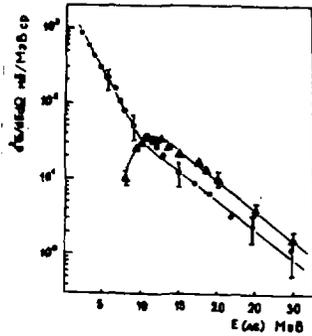


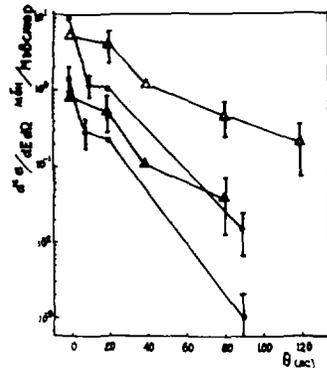
Рис. 3.

Энергетические спектры нейтронов (•) и протонов (▲) для угла 0^0

Рис. 4.

Дифференциальные угловые распределения нейтронов и протонов разных энергий из реакций $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ соответственно.

Нейтроны - Δ -20 МэВ;
 - \blacktriangle -30 МэВ;
 Протоны - \circ -20 МэВ;
 - \bullet -30 МэВ



боты [2], а для ^{20}Ne отличается от данных работы [1], в которой не было найдено какого-либо присутствия жесткой неравновесной компоненты в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$ при энергии ионов ~ 9 МэВ/нуклон.

Представляет интерес сравнение спектров и угловых распределений нейтронов и протонов для одинаковых комбинаций ядер мишени, ионов и энергии пучка. Подобных данных в литературе не имеется. Мы сравнили результаты, полученные для нейтронов в данной работе ($^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, 9 МэВ/нуклон) с результатами работы, выполненной в ДЯР ОИЯИ для эмиссии протонов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии 8,1 МэВ/нуклон [8]. На рис. 3 показаны спектры нейтронов и протонов для угла 0° . Из рисунка видно, что для этого угла как температуры спектров, так и абсолютные выходы жесткой неравновесной компоненты близки. Что же касается угловых распределений (рис.4), то они существенно отличаются для нейтронов и протонов одинаковых энергий. Для протонов они значительно более узкие, т.е. распределения более анизотропные. Теоретические модели, которые к настоящему времени выдвинуты для объяснения эмиссии неравновесных высокоэнергетических частиц при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами, не дают предсказаний о различии угловых распределений нейтронов и протонов.

Список литературы

1. Westerberg L., Sarantites D. Phys. Rev., 1978, v.18, p.796.
2. Davron A., Been J. e.a. Phys. Rev. 1981, v.24, p.2048.
3. Yong K., Sarantites D. e.a. Ibid., v.23, p.2479.
4. Gavron A., Ferguson R. e.a. Phys. Rev. Lett., 1981, v.46, p.8.
5. Gemmeke H., Netter e.a. Phys. Lett., 1980, v.978, p.213.
6. Блинов М.В. и др. - Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов (сборник аннотаций), ОИЯИ Д7-80-556, Дубна, 1980, с.64.
7. Блинов М.В. и др. - Тезисы докладов XXXI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л., Наука, 1981, с.112.
8. Борча К. и др. Препринт ОИЯИ Е-7-82-440, 1983.

PION CONDENSATES IN EXCITED STATES OF NUCLEAR MATTER AND OF FINITE NUCLEI

(invited talk at the National Conference on Neutron Physics, Kiev, 2-6 october 1983)

K. Dietrich

Physikdepartment of the Technische Universität München, D-8046 Garching (FRG)

Исследуется проблема состояний изомеров плотности в изоспиновой симметричной ядерной материи и легких ядрах ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S . Используется приближение "среднего поля" с взаимодействием скирмовского типа. Обсуждается возможность экспериментального проявления состояний с пионным конденсатом.

The problem of density isomer states in isospin symmetric nuclear matter and in the light nuclei ^{24}Mg , ^{28}Si and ^{32}S is investigated. The "mean-field approximation" with the *skyrme*-type interaction is used. Possible experimental indications of the states "with pion condensate" are discussed.

1. Introduction

About a decade ago, A.B. Migdal [1,2] suggested that nuclear matter is unstable with respect to the formation of a pion condensate at densities $\rho > \rho_{cr}$. Studying the singularity at pion energy $\omega(k) = 0$ (k = pion momentum) of the pion propagator

$$\Delta(\omega, k) = \frac{1}{\omega^2 - k^2 - m_\pi^2 - \Pi(\omega, k)} \quad (1)$$

(Π = selfenergy of the pion; m_π = pion mass) as a function of the nuclear density ρ , Migdal found that the singularity started to arise at a density $\rho_{cr} \approx \frac{1}{2} \rho_0$ (ρ_0 = saturation density). As a consequence nuclear matter as well as sufficiently heavy finite nuclei would contain a "pion condensate".

Improved calculations (for a review see ref. [2,3]) showed that the instability towards condensate formation starts only at densities $\rho = (3 \text{ to } 5) \times \rho_0$, especially due to the effect of short-range correlations in the nuclear wave function. If this is so, the on-

ly hope to find a condensate would be by studying heavy ion reactions at intermediate energies (say in the range 300-800 MeV/A) where large densities are expected to arise for short time intervals ($\lesssim 10^{-22}$ sec). Whether these times are sufficiently long for a pion condensate to form, whether the condensate formation is then not destroyed by too high temperatures, and whether there are any reliable experimental indications of the condensate phase are quite open problems.

In this report we want to deal with the following question: It is possible that the ground states of nuclei (and nuclear matter) as well as p-h excitations built on these groundstates are "normal" states (i.e. without a pion condensate) but that there exists a class of specific excited states carrying a pion condensate?

The idea should be seen in analogy to the occurrence of fission isomers due to the existence of a "second valley" of the intrinsic energy E_{intr} as a function of the quadrupole moment Q ^[4]; We hypothesize that the intrinsic energy of a nucleus (or of nuclear matter) as a function of an order parameter f measuring the strength of the pion field may exhibit a 2nd minimum at a non-vanishing pion field amplitude while it has a lower 1st minimum at a pion field 0 (see schematic plots fig. 1 and 2).

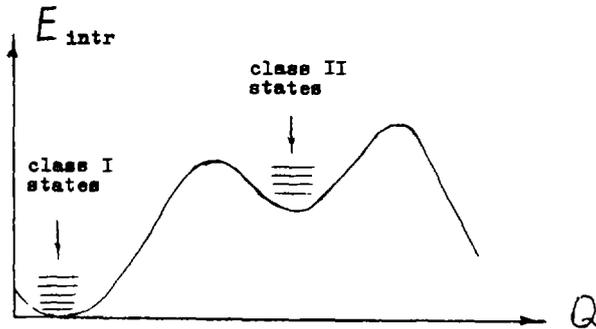


Fig.1. Schematic plot of the intrinsic energy of a U-nucleus as a function of the intrinsic quadrupole moment

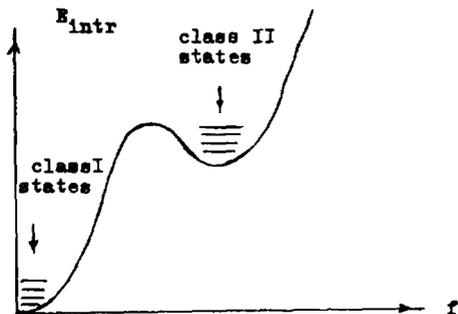


Fig.2. Schematic plot of the intrinsic energy of a nucleus as a function of an order parameter f measuring the strength of the pion field

In 2 we outline the theory, in 3 we present some first results^[5] and discuss them. For more details we refer the reader to ref.^[6]

2. Theory

The propagator method which is useful for studying the onset of instability of the nuclear groundstate, cannot be used for finding a second minimum. We, therefore, recur to the "mean field theory" which was originally applied to nuclear matter by M.H.Johnson and E.Teller^[7] and later by J.D.Walecka^[8] to explain the saturation properties of nuclear matter as a result of the coupling of the nucleon field with meson fields. B.Banerjee et al.^[9] studied specifically the stability of the groundstate of nuclear matter with regard to pion condensation as a function of the nuclear density in a mean field approach. They also obtained the result that a phase transition is to occur only at densities $\rho = (3-5) \times \rho_0$. In their model, the nucleons interact with each other by exchange of π , σ , ω , and ρ -mesons. We take a slightly different standpoint:

Since the description of the groundstate properties (binding energy, radius) of finite nuclei on the basis of effective nucleon-nucleon interactions was very successful (see f.i. ref.^[6]), we base

ourselves on a Hamiltonian \hat{H}_N which consists of nucleons interacting with each other by effective interactions $v(x,y)$.

In addition, we couple the nucleons explicitly to the pion field $\hat{\pi}(x)$ only ($\hbar = c = 1$):

$$\hat{H} = \hat{H}_N + \hat{H}_\pi + \hat{H}_{\pi N}; \quad (2)$$

$$\hat{H}_N = \frac{1}{2m_N} \int d^3x (\vec{\nabla} \hat{\psi}^t(x)) (\vec{\nabla} \hat{\psi}(x)) + \quad (3)$$

$$+ \frac{1}{2} \iint d^3x d^3y \hat{\psi}^t(x) \hat{\psi}^t(y) v(x,y) \hat{\psi}(y) \hat{\psi}(x);$$

$$\hat{H}_\pi = \frac{1}{2} \int d^3x \left\{ (\vec{\nabla} \hat{\pi}^t(x)) (\vec{\nabla} \hat{\pi}(x)) + m_\pi^2 \hat{\pi}^t(x) \hat{\pi}(x) \right\}; \quad (4)$$

$$\hat{H}_{\pi N} = - \frac{g_\pi}{2} \int d^3x \hat{\psi}^t(x) \sigma \cdot \tau \hat{\psi}(x) \vec{\nabla} \left(\hat{\pi}^t(x) + \hat{\pi}(x) \right). \quad (5)$$

Here, $\hat{\psi}(x)$ is a spin or field operator whose components describe the different orientations in spin- and isospin-space; $\hat{\pi}(x)$ is the field operator of the pion. The subscript \sim denotes vector character in isospin space. As residual interaction $v(x,y)$ we used the "Gogny-interaction" ^[10], which is a superposition of Gaussian potential terms of different spin- and isospin-dependence. This interaction not only yields binding energies and density distributions of nuclear groundstates in very satisfactory agreement with experiment, but also describes "normal" excited states including their pairing properties reasonably well. The remaining notation is self-explanatory.

A first concern is of course that this approach might imply a double-counting of the effects of the pion in the residual interaction v and in the explicit coupling $\hat{H}_{\pi N}$. We shall comment on this problem in [3].

We replace the Schrödinger equation for a stationary state

$$\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \quad (6)$$

by the variational principle

$$\delta \frac{\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = 0 \quad (7)$$

approximating the state $|\Psi\rangle$ by a product of a nucleonic and a pion part $|\omega_0\rangle$

$$|\Psi\rangle = |\text{Slaterdet. of } A \text{ nucleons}\rangle |\omega_0\rangle \quad (8)$$

Furthermore, we make the "mean field approximation" for the pion field, i.e. we put

$$\langle \omega_0 | f(\hat{\pi}^\dagger(\vec{x}), \vec{\nabla} \hat{\pi}^\dagger(\vec{x})) | \omega_0 \rangle \Rightarrow f(\bar{\pi}(\vec{x}), \vec{\nabla} \bar{\pi}(\vec{x})), \quad (9)$$

where f is any function of the pion field operator $\hat{\pi}$ and its gradient $\vec{\nabla} \hat{\pi}$ and $\bar{\pi}(\vec{x})$ is the "classical pion field"

$$\bar{\pi}(\vec{x}) := \langle \omega_0 | \hat{\pi}^\dagger(\vec{x}) | \omega_0 \rangle. \quad (10)$$

The mean field approximation (9) implies the neglect of fluctuations. A qualitative criterion for its validity is

$$\frac{\langle \omega_0 | (\hat{\pi}^\dagger(\vec{x}) - \bar{\pi}(\vec{x}))^2 | \omega_0 \rangle}{\bar{\pi}(\vec{x})^2} \ll 1. \quad (11)$$

Here the bar means averaging over a volume l_0^3 where l_0 is the typical variation length of $\bar{\pi}(\vec{x})$. We hope that (11) is not too badly fulfilled for a finite nucleus.

If $\varphi_\alpha(\vec{x})$ are the selfconsistent single-particle wavefunctions of the nucleons we may represent the nucleon field operator $\hat{\psi}(\vec{x})$ in the form

$$\hat{\psi}^\dagger(\vec{x}) = \sum_\alpha \hat{c}_\alpha^\dagger \varphi_\alpha(\vec{x}) \quad (12)$$

and we obtain from (7)-(9) the following coupled set of equations for the single particle wavefunctions ψ_α and the classical pion field $\tilde{\pi}(\vec{x})$:

$$-\frac{1}{2m_N} \Delta \psi_\alpha + U^{HF} \psi_\alpha - g_\pi (\vec{\nabla}_x \tilde{\pi}) \cdot \vec{\sigma} \tau \psi_\alpha = E_\alpha \psi_\alpha; \quad (13)$$

$$(\Delta - m_\pi^2) \tilde{\pi} = g_\pi q. \quad (14)$$

Here, the "source" $q(x)$ of the pion field is defined as follows:

$$q(\vec{x}) := \vec{\nabla} \cdot \vec{\rho}^{(SI)}(\vec{x}), \quad (15)$$

$$\vec{\rho}^{(SI)}(\vec{x}) := \sum_{\alpha=1}^A \psi_\alpha^\dagger(\vec{x}) \vec{\sigma} \tau \psi_\alpha(\vec{x}). \quad (16)$$

The quantities E_α and $U^{HF} \cdot \psi_\alpha$ are the single-particle energies and the Hartree-Fock potential acting on ψ_α , resp.:

$$U^{HF} \psi_\alpha := \sum_{\gamma=1}^A \int dz \psi_\gamma^\dagger(z) v(x,z) [\psi_\gamma(z) \psi_\alpha(x) - \psi_\alpha(z) \psi_\gamma(x)]. \quad (17)$$

If the source term $q(\vec{x})$ is zero, an obvious solution of equ (14) is $\tilde{\pi}(\vec{x}) = 0$. For this "trivial" solution the equations (13) become the ordinary HF-equations for the effective interactions $v(x,y)$.

When does the source term vanish or become small?

- (i) It is easily seen from (16) that the components $\vec{\rho}_\pm^{(SI)}$ (isospin components of $\vec{\rho}^{(SI)}$ in a spherical basis) vanish if the single particle functions ψ_α describe pure neutrons and pure protons.
- (ii) For $N=Z$ nuclei, the z -component in isospin space of $\vec{\rho}^{(SI)}(\vec{x})$ vanishes if the same orbital- and spin- states are occupied pairwise by a neutron and a proton.
- (iii) Analogous statements hold concerning the components of $\vec{\rho}^{(SI)}(\vec{x})$ in spin space.
- (iv) Furthermore, one sees that pairwise occupation of time-reversed

single particle states reduces the source term substantially: In our representation the time reversal operator \hat{K} is given by

$$\hat{K} = -i\sigma_y \hat{K}_0 \quad (18)$$

(\hat{K}_0 = operator of complex conjugation). From this definition one easily checks the relations

$$\left. \begin{aligned} \hat{K} \sigma_x \hat{K}^{-1} &= -\sigma_x \\ \hat{K} \sigma_y \hat{K}^{-1} &= \sigma_y \\ \hat{K} \sigma_z \hat{K}^{-1} &= -\sigma_z \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

which in turn imply that the x- and z-components of $\vec{S}^{(SI)}$ in isospin space vanish whenever one occupies time-reversed single particle states ($\psi_\alpha, \hat{K}\psi_\alpha$) pairwise.

(iv) A final observation concerns parity: If the single particle wave functions ψ_α are to have a well defined parity, then $\vec{V}(\vec{x})$ must have parity +1 and, consequently, the classical pion field must have parity -1.

As a consequence of these considerations we must mix charge states and spin states and we must not occupy time reversed states pairwise, if we want to maximize the source term for the pion field. Finally, for the same purpose, we must restrict the pion field to components of odd parity only or break the parity in the single particle functions ψ_α . We choose the first alternative in this investigation. The fact that the existence of a pion condensate in nuclear matter or finite nuclei necessitates a deviation from the ordinary filling scheme was recognized very early (see ref. 11 and citations therein). There is of course a wide variety of "spin-isospin lattices" one may think of. We differ from preceding authors in our choice of the filling scheme for finite nuclei as well as for nuclear matter:

a) For nuclear matter we introduce 2 kinds of spin- and isospin-mixed single particle functions:

$$\psi_{\vec{k} m_s}^{(1)}(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^{3/2}} e^{i\vec{k}\vec{x}} \left[\chi_{m_s} \xi_p + e^{i\vec{k}\vec{x}} \chi_{-m_s} \xi_n \right] \quad (20)$$

$$\varphi_{\vec{k} m_s}^{(2)}(\vec{x}) = \frac{1}{k^2 (2\pi)^{3/2}} e^{i\vec{k}\vec{x}} \left[\chi_{m_s} \xi_p - e^{i\vec{k}\vec{x}} \chi_{-m_s} \xi_n \right]. \quad (21)$$

We occupy the $\varphi^{(1)}$ -states up to $k_F (1 + \varepsilon)$ and the $\varphi^{(2)}$ -states up to $k_F (1 - \varepsilon)$, where k_F is the Fermi momentum. The momentum \vec{k} is to be interpreted as the change of the nucleon momentum when a pion of momentum \vec{k} is absorbed (emitted).

b) For finite (N-Z) nuclei we define the operator

$$\hat{K} = \sigma_y \tau_y K_0 \quad (22)$$

and we occupy the single particle states $(\varphi_\alpha, \hat{K}\varphi_\alpha)$ always pairwise. Since the operator \hat{K} has the property

$$\hat{K} \sigma_z \hat{K}^{-1} = \sigma_z \quad (23)$$

the spin-isospin density $\vec{S}^{(SI)}$ [see (16)] and thus also the source term q [see (15)] may be maximized in this way. At the same time this occupation scheme does not exclude the conventional occupation pattern which yields the nuclear ground states.

In conclusion of this section we would like to make two remarks:

(i) In both of the occupation schemes we violate the time reversal symmetry of the state $|\Psi\rangle$ and we use single particle states which contain mixtures of different orientations in spin and isospin states

(ii) We are not sure whether our choices of spin-isospin lattices constitute the best possible ones for pion condensates to form. Especially concerning nuclear matter there may be still more advantageous ones.

3. Results

We present only a few selected results so far obtained. A more detailed account is given in ref. 5 and 6. The work was done in collaboration with R. Blümel.

In symmetric nuclear matter we represent the results in the form of an energy landscape: The total contents of a volume of 100 fm^3 is shown as a function of the shift parameter ε of the Fermi momentum and of the pion momentum K (see fig. 3). Beside the ground-state solution without pion condensate we find an excited state of

nuclear matter carrying a pion condensate. It occurs at $\epsilon \approx 1$; $k_F \approx 0.79 \text{ fm}^{-1}$ and corresponds to an excitation energy per 100 fm^3 of 24 MeV. The two minima are separated by a saddle point at $\epsilon = 0.28$; $k_F = 0.50 \text{ fm}^{-1}$ which corresponds to an excitation energy of 46 MeV. For each value of the shift parameter ϵ the Fermi momentum k_F was chosen so as to produce the saturation density.

The result should only demonstrate that there are excited pionic states in nuclear matter and that large energy gains due to the pion field are possible.

As finite nuclei we investigated ^{24}Mg , ^{28}Si , and ^{32}S . The following results were found:

1). The groundstates are stable with respect to pion condensation up to $g_\pi = 1.5 \text{ fm}$ ($g_\pi = 1.4 \text{ fm}$ is the value obtained from pion-nucleon scattering). Since estimates of the renormalisation of this coupling constant in nuclear matter lead to $g_\pi = 1.0\text{--}1.3 \text{ fm}$ we conclude that groundstates of light nuclei do not contain a pion condensate.

2). For ^{32}S we found an excited state with a non-vanishing pion field which as a function of the pion-nucleon coupling constant g_π , persisted up to $g_\pi = 1.2 \text{ fm}$. In fig 4 and fig 5 we show the total energy and the energy $E_{\text{pion}} = \langle \Psi | H_\pi + H_{\pi N} | \Psi \rangle$ as a function of g_π for ^{32}S . The special occupation pattern for which this occurred is given in the figure caption.

3). In the last figure 6 we show the energy of ^{32}S as a function of the pion field amplitude f for $g_\pi = 1.5 \text{ fm}$. Of course such a "potential" can only be calculated as a function of an external force, in our case an external pion field. We define this external field as follows: We first determine the excited state with a pion condensate. This yields a certain classical field $\underline{\pi}(\vec{x})$. We then multiply this function by a strength factor f and calculate the energy of the system as a function of f . The ground state ($f=0$) and the pionic excited state ($f=1$) then turn out to be separated by a barrier as in the case of the 1st and 2nd valley of the fission isomer problem. The excitation energy of the pionic minimum is unusually low because the high value of $g_\pi = 1.5 \text{ fm}$ which was used to calculate this potential was unusually large. For $g_\pi = 1.2 \text{ fm}$ the 2nd minimum was found at about 15 MeV excitation

energy.

4. Discussion

Of the many questions which can be raised concerning these results we only want to comment on the following ones:

(i) Does the Hamiltonian involve double counting of effects due to pion-nucleon coupling?

(ii) What are the properties, esp. the decay properties, of the states with pion condensates?

(iii) Are there any experimental indications of such states?

(1) The one-pion exchange potential is known to be of the following type in spin- and isospin space:

$$V(x_1, x_2) = \frac{\tau_1 \cdot \tau_2}{r_{12}} (V_1 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_2 S_{12}) \quad (24)$$

Here, S_{12} is the tensor operator and $V_{1,2}$ are functions of $|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$. The Gogny interaction as well as the various forms of the Skyrme interaction contain no tensor part, but they do contain a term $\propto \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$. The explicit coupling to the pion field in combination with the classical field approximation is equivalent to taking into account the Hartree diagrams of the interaction (24) whenever there is a non-trivial solution. Considering the Gogny or Skyrme interactions as a phenomenological representation of the G-matrix (plus perhaps some contribution of true 3-body interactions), one would have to subtract from these interactions the direct part of the $\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ -part of the 1 pion-exchange potential (24) for states carrying a pion condensate. So far this was not done and we still ignore the importance of this correction.

(ii) The excited states with pion condensates which we have found for the light nuclei ^{32}S , ^{28}Si , and ^{24}Mg exhibit all about the same quadrupole moment and essentially the same neutron and proton distribution as corresponding ground states. Because of the different occupation schemes of nucleonic orbitals in "class I" and "class II"-states (see fig.2) we expect that the γ -decay back into the 1st valley as well as the decay by particle emission are hindered. Calculating the order of magnitude of the expected hindrance factors is one of our next tasks.

3). It is not impossible that the observed "anomalous" in emulsion experiments^[12] of high energy heavy ion reactions are excited nuclear states carrying "pion condensates". Indeed, among the numerous theoretical interpretations of this experimental finding, the suggestion that they represent pion condensates was also made^[13]. We note that indeed the classical pion field which we find for these states exceeds somewhat the range of the nuclear density, i.e. such nuclear states may be expected to react like nuclei with a slightly increased effective radius. This in turn might account for the increased cross-section which is observed for later nuclear collisions of certain primary fragments called anomalous. We emphasize however that this is highly speculative at this moment.

Finally, let us assume that the double counting problem turns out to be innocuous and that, therefore, our results can be trusted. If in this case "pionic isomers" are not found experimentally then one would have to question the very form of the pion-nucleon coupling [equ. (4), (5)] we used. Certain theorists do indeed question this approach on the basis of large quark bag radii. The question of the existence of pion condensates is therefore possibly of fundamental importance concerning QCD.

At last we would like to mention that if we build a BCS-state out of nucleon states which are superpositions of neutrons and protons we automatically obtain also pairing between neutrons and protons. This shows that our problem is related to the work on neutron proton pairing^[15,16].

Acknowledgements

This work was performed partly with support by the BMFT. Furthermore, the hospitality at the Institute for Nuclear Research of the Ukrainian Academy of Science, where this report was written, is very gratefully acknowledged.

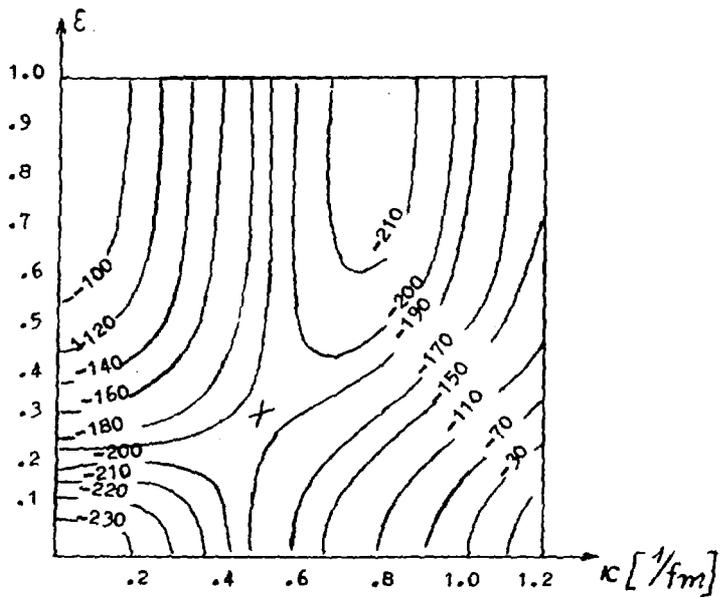


Fig.3. Total energy /100 fm³ as a function of the pion momentum κ and the shift parameter ϵ . Interaction: Skyrme III

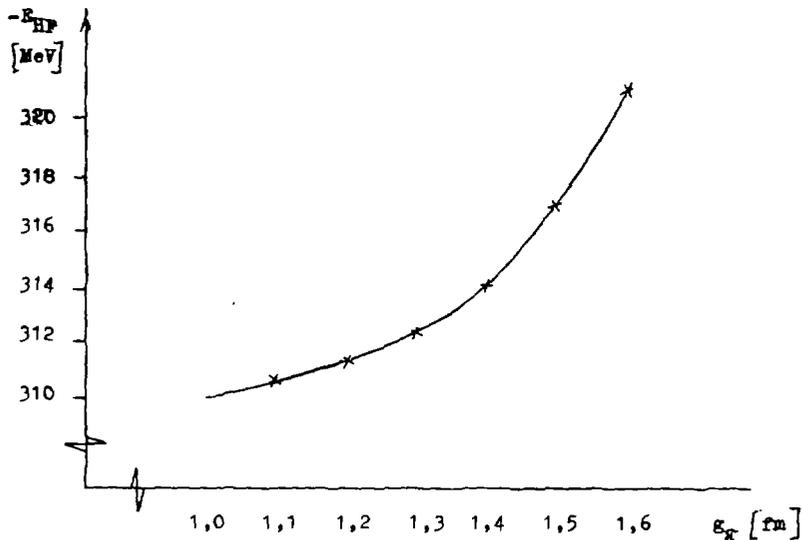


Fig.4. Total energy of excited state with a pion condensate as a fct. of g_π . Nucleus: ^{32}S
 filling scheme: $m = \frac{3}{2}^+$; $m = \frac{1}{2}^-$; $m = \frac{5}{2}^+$; $m = \frac{3}{2}^+$; $m = \frac{1}{2}^+$
 occupied with 2 4 2 3 5 particles resp

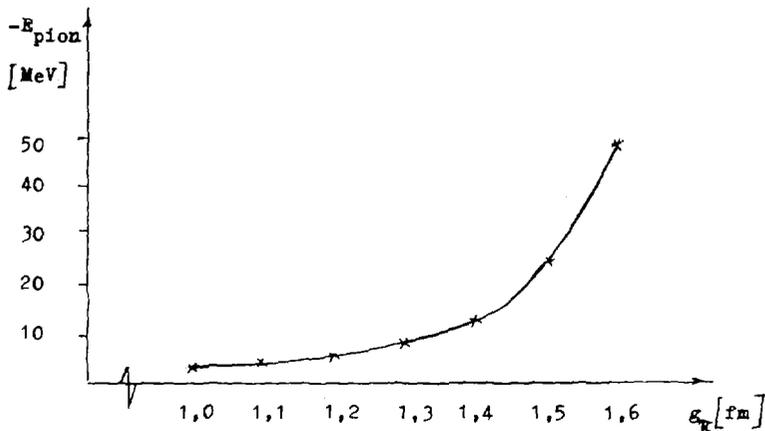


Fig.5. Pionic part of the energy of the excited state with a pion condensate as a fct. of g_π
 filling scheme and nucleus as in fig. 4.

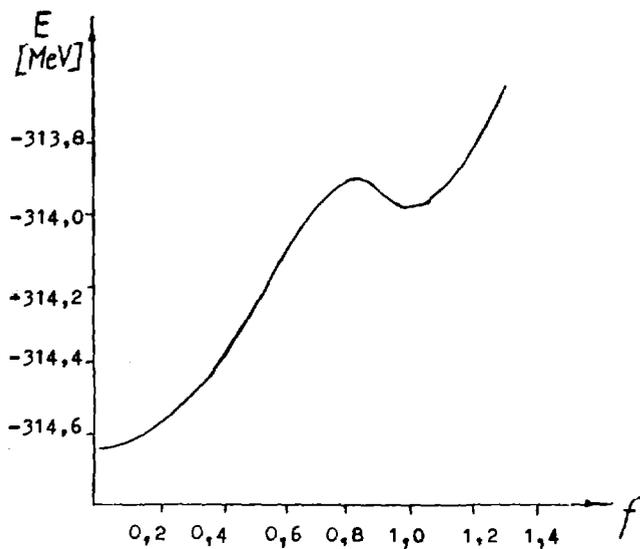


Fig. 6. Lowest energy state as a function of pion field amplitude factor f (defin. see text)
 Nucleus: ^{32}S ; $g_{\pi} = 0,15 \text{ fm}$

List of References

1. A.B.Migdal, ZhETF 61, 2210 (1971).
2. A.B.Migdal, Rev.Mod.Phys. 50, 107 (1978).
3. W.Weise, G.E.Brown, Phys.Rep. C27, 1 (1976).
4. V.Strutinsky, Nucl.Phys. A95, 420 (1967).
5. R.Blümel, K.Dietrich, to be submitted to Phys.Lett.
6. R.Blümel: "Angeregte Zustände mit Pionkondensaten in Kernmaterie und endlichen Kernen", Doktorarbeit, Physikdepartment der Technischen Universität München, D-8046 Garching, Oktober 1983.
7. M.H.Johnson, E.Teller, Phys.Rev. 98, 783 (1955).
8. J.D.Walecka, Ann.Phys. 83, 491 (1974).
9. B.Banerjee, N.K.Glendenning, M.Gyulassy, Nucl.Phys. A361, 326 (1981).
10. D.Gogny, P.Pires, R.de Turreil, Phys.Lett. 32B, 591 (1970).
11. G.Do Dang, Phys.Rev.Lett. 43, 1708 (1979).
(with references to earlier work)
12. W.Heinrich, et al (with ref. to earlier work), in Proc. of Internat.Conf. on Nucleus-nucleus collisions at the Michigan State University, 1982; edit.: G.F.Bertsch, C.K.Gelbke, D.K.Scott, Nucl.Phys. A 400, 315C (1983).
13. F.Palumbo, 6th High Energy Heavy Ion Study and 2nd workshop on anomalous, LBL, June 28 - July 1, 1983.
14. G.N.Fowler, S.Raha, R.M.Weiner, 6th High Energy Heavy Ion Study and 2nd workshop on anomalous, LBL, June 28 - July 1, 1983.
15. P.Camiz, A.Covello, M.Jean, Nuovo Cim. 36, 663 (1963) and 42B, 199 (1966).
M.Jean, in Proceedings of the International School on Nuclear Theoretical Physics, Predeal 1969, Bucharest, Roumania.
16. H.H.Wolter, A.Faessler, P.U.Sauer, Nucl.Phys. A167, 108 (1971).

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНА НЕЙТРОНОМ

В.И. Гранцев, Х. Гурач, И.П. Дряпаченко, В.Г. Кириенко,
О.Ф. Немец, В.И. Конфедератенко, Б.А. Руденко

(ИЯИ АН УССР, ЦИЯИ АН ГДР)

Приводятся результаты кинематически полного эксперимента по расщеплению дейтрона нейтронами с энергией 15,8 МэВ, из которых получено значение эффективного радиуса рассеяния нейтрона на нейтроне.

Kinematically complete data from the $D(n,nn)$ reaction and value effective range r have been obtained for the incident energy 15.8 MeV.

Экспериментальные возможности кинематически полных измерений и накопление опыта численного решения трехтельных уравнений Фаддеева позволило получить достаточно надежные значения параметров нейтрон-нейтронного взаимодействия - длины рассеяния [1,2] и эффективного радиуса [4,5]. Однако сравнение последних с параметрами pp -рассеяния (с выделенным вкладом кулоновского взаимодействия), а также сопоставление возможных эффектов нарушения зарядовой симметрии ядерных сил [3] приводит к противоречивым результатам об относительной силе нукло-нуклонного взаимодействия в nn - и pp -парах. В связи с этим очевидна необходимость повышения точности выделения nn -параметров из эксперимента.

В данной работе идет речь о кинематически полном эксперименте по расщеплению дейтрона нейтроном для случая квазисвободного рассеяния (КСР) нейтрона на нейтроне (третья частица в системе протон - "наблюдатель"), когда регистрируются на совпадениях два нейтрона из одного акта развала симметрично по разные стороны от направления падающего пучка [4-8].

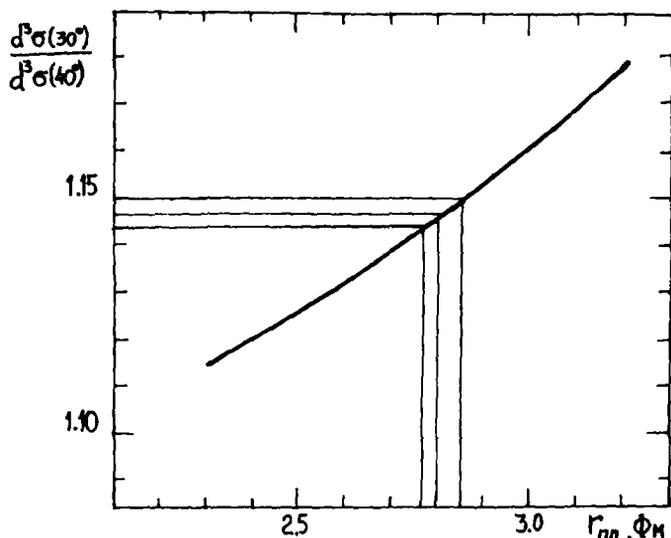
Нейтроны с энергией 15,8 МэВ из реакции $D(d,n)^3\text{He}$ ($E=15,8\text{ МэВ}$) бомбардируют дейтерийсодержащий рассеиватель. Энергия нейтронов - продуктов реакции измеряется по методу времени пролета с использованием импульсного режима работы ускорителя и сцинтилляционных спектрометров нейтронов. Идентификация событий из развала осуществляется с помощью двумерного анализа спектрометрической информации

с заданием нижнего порога регистрации нейтронов и подавлением импульсов от гамма-квантов. В той же геометрии проводилось измерение относительной энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов по угловым распределениям нейтронов из $n\bar{p}$ -рассеяния. Абсолютизация измеренных сечений осуществляется по протонам отдачи из $n\bar{p}$ -рассеяния под 0° на полиэтиленовом радиаторе, помещенном перед телескопом из двух полупроводниковых детекторов в падающем потоке нейтронов. Эффекты многократного рассеяния учитывались как полное ослабление падающего и рассеянного потоков нейтронов.

Нами были выполнены три серии измерений $n\bar{n}$ -совпадений из $n\bar{d}$ -развала. Вначале получены дифференциальные сечения КСР нейтрона на нейтроне для двух наборов геометрических условий в двух последовательных экспозициях. Во второй серии, при использовании четырех детекторов нейтронов, наблюдались в одной экспозиции $n\bar{n}$ -совпадения сразу для четырех пар углов вылета нейтронов из развала. Это позволяет, во-первых, увеличить исследуемый объем фазового пространства; во-вторых, исключить систематические ошибки, связанные, например, с нестабильностью интенсивности падающего потока и аппаратуры, и, наконец, значительно сэкономить ускорительное время. В третьей серии измерений, развивая этот подход, с помощью многодетекторной установки в чередующихся экспозициях с перестановкой двух из четырех детекторов были измерены отношения сечений (выходов) $n\bar{d}$ -развала для четырех пар углов детекторов: $30^\circ - 30^\circ$; $40^\circ - 40^\circ$; $30^\circ - 40^\circ$; $40^\circ - 30^\circ$.

Данные измерений сравниваются с численными расчетами по программе *EBS* [9], в которой точное решение трехлучевой задачи с полной зарядовой зависимостью осуществляется с использованием сепарабельного потенциала с форм-факторами Ямагучи. Это позволяет осуществить, во-первых, поиск параметров эффективного радиуса и, во-вторых, более однозначное сравнение с результатами других авторов, полученными с использованием этой же программы.

Для выделения из экспериментальных данных значения $\bar{\kappa}_{n\bar{n}}$ мы использовали численные расчеты трижды дифференциальных сечений развала дейтрона нейтроном, выполненные по программе *EBS* для разных значений этого параметра. Как говорилось выше, из отношения соответствующих экспериментальных сечений для разных кинематических условий исключаются некоторые существенные неопределенности измерений. На рисунке показана расчетная кривая зависимости отношения сечений (ось ординат) для пар углов детекторов $30^\circ - 30^\circ$ и $40^\circ - 40^\circ$ от величины радиуса $n\bar{n}$ -рассеяния (ось абсцисс). Экспериментальные



значения этого отношения - $1,147 \pm 0,228$ (I эксперимент); $1,150 \pm 0,138$ (II эксперимент) и $1,143 \pm 0,083$ - приводят к следующим величинам радиуса:

$$r_{nn} \begin{cases} = 2,81 \pm 0,56 \text{ фм} & (\text{I}) \\ = 2,84 \pm 0,34 \text{ фм} & (\text{II}) \\ = 2,76 \pm 0,20 \text{ фм} & (\text{III}). \end{cases}$$

На основе этих полученных в независимых экспериментах величин радиуса $n\pi$ -рассеяния выделено средневзвешенное значение:

$$r_{nn} \begin{cases} = 2,77 \pm 0,13 \text{ фм} & (\text{только экспериментальная ошибка}) \\ = 2,77 \pm 0,19 \text{ фм} & (\text{добавлена теоретическая неопределенность } 5\% \text{ [10]}).$$

Самостоятельный интерес представляла для нас форма пика КСР двух нейтронов для пары углов $30^\circ - 30^\circ$. В работе [6] при начальной энергии 14,1 МэВ наблюдалось расхождение между экспериментальной и теоретической формами спектров, которое авторы связали с наличием у третьей частицы в системе хоть и небольшой (~ 200 кэВ), но конечной энергии. В подобном эксперименте [6] при энергии падающих нейтронов 24 МэВ нет расхождения между расчетом и данными измерений. В нашем эксперименте для улучшения временного разрешения нашей методики мы увеличили во второй серии измерений базу детекторов нейтронов под углами $30^\circ - 30^\circ$ и применили дублирование спектрометрических трактов и накопительных устройств для выявления аппара-

турных нелинейностей и искажений спектра. Результаты эксперимента, однако, также не подтвердили наличия "тонкой" структуры пика КСР, о которой говорилось выше.

Итак, в нашей работе показана возможность постановки подобных экспериментов на циклотроне с надежной идентификацией эффекта развала нейтрона монохроматическими нейтронами и отделением "фоновый" вклада от развальных нейтронов в падающем потоке.

Значение радиуса $\mathcal{N}\mathcal{L}$ -рассеяния, выделенное в наших данных, достаточно хорошо совпадает с результатами других авторов [10,11], но достигнутая в настоящее время общая точность не позволяет сделать однозначный вывод о, казалось бы, ненулевой зарядовой асимметрии ядерных сил, которая следует из свойств связанных состояний трехнуклонных систем [12]. Наконец, в этих экспериментах пока не удалось обнаружить проявления эффектов, свидетельствующих о нарушении двухчастичного характера взаимодействия в трехнуклонной системе, по крайней мере, при низких энергиях.

Список литературы

1. Кюн Б. ЭЧАЯ, 1975, вып.6, с.347.
2. W. von Witsch et al. Nucl. Phys. A329 (1979) 141.
3. Guratzsch H., Kühn B. Ann. der Physik 39 (1982) 195.
4. Guratzsch H. et al. Nucl. Phys. A342 (1980) 239.
5. W. von Witsch et al. Nucl. Phys. A340 (1980) 117.
6. Bovet E. et al. Nucl. Phys. A304 (1978) 29.
7. Гранцев В.И., Дряпаченко И.П. и др. В кн.: Прогр. и тезисы XXXII СЯССАЯ. Киев, 1982, с.304.
8. Soukup J et al. Nucl. Phys. A322(1979) 109.
9. Bruinsma J. et al. Nucl. Phys. A228(1974) 52.
10. Кюн Б. В кн.: Физика ат. ядра и элем. частиц. Ч.1: Материалы Конференции по яд.-физ. исследованиям ... Харьков, 1982.- 328 с.
11. Fearing H.W. Nucl. Phys. A353 (1981) 17.
12. Brandenburg R. et al. Nucl. Phys. A294 (1978) 305.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О МОМЕНТАХ ИНЕРЦИИ ЯДЕР

Г.Н. Ловчикова, Б.П. Максютенко, С.П. Симаков, А. М. Труфанов

(ФЭИ)

В работе проанализирована многопараметровая зависимость моментов инерции ядер. Рассмотрена их зависимость от нуклонного состава, чётности и других характеристик. Распределение моментов инерции описывается как параболическое в зависимости от энергии связи этих ядер.

Multiparameter dependence moments of inertia is analysed. The dependence from the nuclear contents and other parameters were studied. The moments of inertia distribution as a function binding energy is described.

Для анализа данных о моментах инерции ядер использовались результаты определения их по измеренным нами угловым распределениям нейтронов, испущенных в реакциях (p, n) и (n, n') [1,2], а также (α, n) -реакции [3].

Результаты указывают на зависимость моментов инерции от нуклонного состава, чётности и других свойств и неопределённость описания с помощью единственного традиционно используемого параметра — массового числа A . Наиболее близким по своему физическому содержанию параметром из тех, от которых они могут зависеть, является энергия связи ядра, так как она характеризует силы сцепления частиц и зависит от тех же характеристик ядра. Это правомерно ещё и потому, что моменты инерции определены для ядер при низкой (по сравнению с энергией связи) энергии возбуждения 5 + 7 МэВ.

Экспериментальные результаты позволяют отметить как общие, так и локальные особенности поведения моментов инерции. Наблюдается общая тенденция увеличения моментов инерции с ростом A , но более медленная и неплавная, как это имеет место в случае его твёрдотельного значения. Локальные особенности (рис. 1) группируются в окрестностях замкнутых оболочек: в окрестности $Z = 50$ (^{115}Sn) наблюдается их резкое уменьшение при переходе через оболочку и увеличение в окрестности $N = 50$ (^{89}Y). Борьба этих двух тенденций

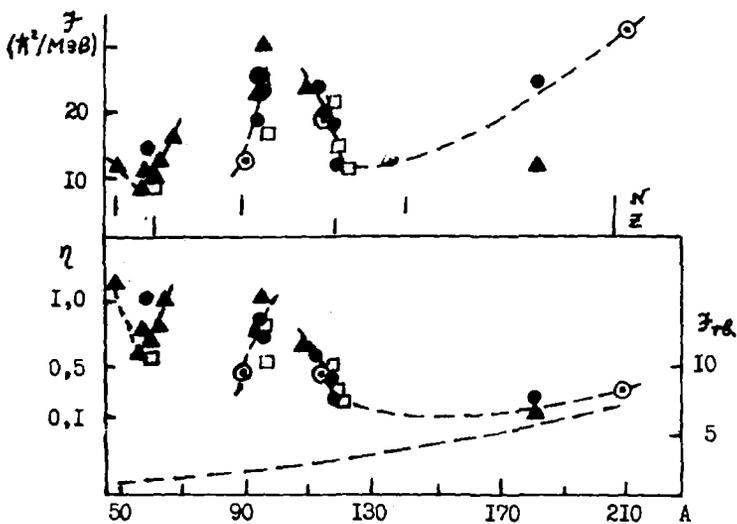


Рис. 1. Зависимость моментов инерции J , η и $J_{T\nu}$ от массового числа

видна в области близко расположенных по A замкнутых оболочек с $N = 28$ и $Z = 28$ для лёгких ядер. Наблюдаются также большие и практически одинаковые значения моментов инерции в окрестностях подоболочки $Z \sim 40$. Для области тяжёлых ядер количество данных невелико, поэтому трудно говорить о каких-либо тенденциях.

Нашей целью является аналитическое описание зависимости моментов инерции от энергии связи, что в конце-концов должно привести к зависимости момента инерции от таких характеристик ядра, как заряд, число нейтронов, чётность и др. Имея в виду, что изученные ядра расположены в окрестностях долины стабильности и сечения энергетической поверхности по N и Z можно описать параболами, были определены параметры распределения моментов инерции для изотопов данного элемента в зависимости от энергии связи: положение минимума W_{min} , значение момента инерции в этой точке J_{min} и ширина. Значение ширины распределения для трёх нечётно-нечётных изотопов Sb в пределах $\sim 10\%$ совпало с таковым для изотопов Zn . Так как J для изотопов Sb определены несколько точнее, в дальнейших расчётах использовалось это значение ширины. Полагая в дальнейшем, что и для изотопов других элементов (или тех же, но с другой чётностью) оно

такое же, для каждой пары изотопов Sb , In , Tc , Ni найдены значения W_{min} и f_{min} . Кроме того, определялось значение A_{min} как массовое число такого ядра данного элемента, для которого энергия связи наиболее близка к W_{min} , и A_{stab} - массовое число стабильного изотопа при данном Z .

Параболические распределения моментов инерции для изотопов

Ядро	W_{min} , кэВ	$W - W_{min}$, кэВ	f_{min}	A_{min}	A_{stab}
^{49}Cu	403006	19115	10,492	47,5	50,52,53,54
^{57}Ni	493394	887	7,695	57	58,60-62,64
^{59}Ni	493394	22089	7,695	57	"
^{61}Zn	538588	- 13108	11,380	62	64,66-68,70
^{63}Zn	"	8676	"	"	"
^{65}Zn	"	28512	"	"	"
^{96}Tc	879502	- 52412	9,445	102,5	нет
^{98}Tc	"	- 35602	"	"	"
^{113}In	993068	- 29966	18,121	116,5	113,115
^{115}In	"	- 13624	"	"	"
^{117}Sb	1034519	- 41399	8,448	122	121,123
^{119}Sb	"	- 24411	"	"	"
^{118}Sb	1045667	- 45161	9,936	123,5	"
^{120}Sb	"	- 28556	"	"	"
^{122}Sb	"	- 12501	"	"	"

Из таблицы видно, что в пределах 1-2 а.е.м. значения A_{min} и A_{stab} совпадают, т.е. из всех изотопов данного элемента минимальный момент инерции принадлежит стабильному. На рис. 2 показана зависимость f ($W - W_{min}$), где все параболы изотопов различных элементов отнормированы и совмещены. Вверху рисунка показано, что увеличение или уменьшение момента инерции с увеличением числа нейтронов связано с положением этого ядра относительно стабильного. Среднее значение ширины параболического изотопного распределения оказалось равным 86394 кэВ, или 10,4 а.е.м. Сдвиг по энергии таких распре-

делений для нечётно-нечётных и нечётно-чётных изотопов того же элемента составляет 11148 кэВ (56).

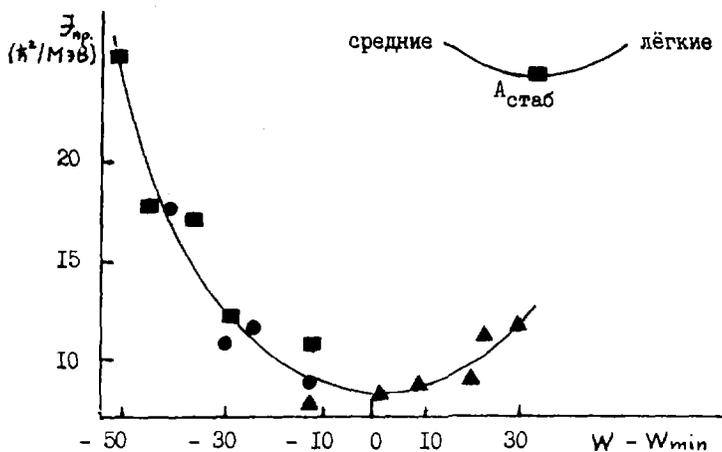


Рис. 2. Зависимость моментов инерции от превышения энергии связи над минимальной

Сдвиг параболических распределений одинаковой чётности для разных Z составляет 20761 ± 18 кэВ/ед. заряда, что даёт возможность определения положения минимумов для других элементов. Ширина распределения минимумов моментов инерции для нечётных Z и чётных Z оказалась одинаковой и равной 190310 ± 9300 кэВ. На рис. 3 показаны распределения минимумов моментов инерции по Z .

Используя найденные параметры, мы нашли параметры распределения моментов инерции трёх тяжёлых ядер: ^{181}W , ^{181}Ta и ^{209}Bi . Так как ядра ^{181}Ta и ^{209}Bi стабильные, мы предположили, что значения их моментов инерции и есть минимальные при данном Z . Значение W_{\min} для вольфрама соответствует энергии связи ядра ^{186}W . Найденная ширина распределения 120191 кэВ близка к 190310 кэВ для лёгких и средних ядер, учитывая точность исходных данных и сложность процедуры расчёта. Таким образом, резкое различие значений моментов инерции ^{181}W и ^{181}Ta не является неожиданным.

На нелавное изменение моментов инерции в связи с влиянием оболочечных эффектов указывалось в теоретических расчётах [4].

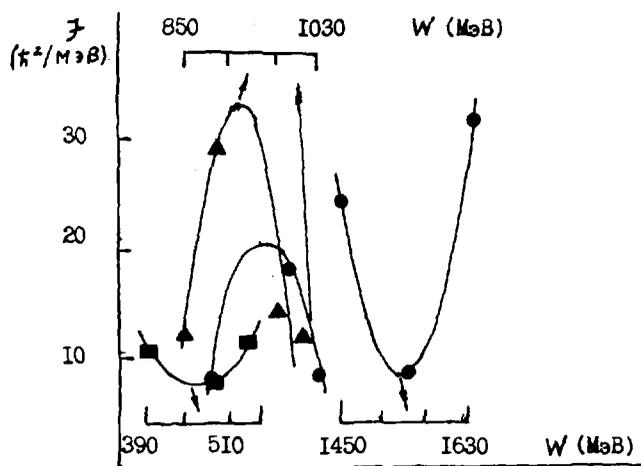


Рис. 3. Распределение минимумов моментов инерции для чётных и нечётных Z

Список литературы

1. Труфанов А.М., Ловчикова Г.Н. и др. - См. вст. сб., с.235-239.
2. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. "Ядерная физика", т.38, стр. 3, 1983 г.
3. P.Hille et al. Nucl. Phys. A232(1974)157.
4. А.В. Игнатюк, В.С. Ставинский. Препринт ФЭИ-188, 1969.

МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Д.Ф.Зарецкий, В.К.Сироткин
(ИЯЭ им. И.В.Курчатова, МИФИ)

Рассмотрен механизм нарушения пространственной четности в ядерных реакциях с нейтронами. Результаты теории сравниваются с экспериментальными данными.

The mechanism of parity violation in nuclear reaction with neutrons is investigated. The theoretical results are compared with experimental data.

Эффекты нарушения пространственной четности были обнаружены в ядерных реакциях с поляризованными нейтронами: радиационном захвате [1-3], делении [4], полных сечениях [5-7]. Во всех этих явлениях поправки к сечению, связанные с нарушением четности оказались порядка 10^{-4} - 10^{-3} по отношению к величине сечения с сохранением четности. Эта закономерность указывает на общий для данных явлений механизм смешивания уровней компаунд-ядра с одинаковым спином, но противоположной четности. Выяснение этого механизма весьма существенно для развития представлений о процессах взаимодействия нейтронов с ядрами.

Эффекты нарушения четности определяются одночастичным нарушающим четность потенциалом [8-10], действующим на нуклоны в ядре:

$$V = \frac{F}{m\tau_0} \vec{\sigma} \vec{p}, \quad \tau \leq R, \quad (1)$$

где m - масса нуклона, τ_0 - расстояние между нуклонами в ядре, R - радиус ядра, $\vec{\sigma}$ и \vec{p} - операторы спина и импульса нуклона, $F \approx 2 \cdot 10^{-7}$ [3]. Изменение одночастичной компоненты волновой функции падающего нейтрона в рамках многочастичного подхода [11-13] определяется соотношением

$$\delta \psi_n = G V \psi_0 + G \delta \Sigma \psi_0, \quad (2)$$

где Ψ_0 и G - одночастичные волновые функции и функция Грина без учета несохранения четности, $\delta \Sigma$ - изменение собственно-энергетической части за счет взаимодействия (1).

Первое слагаемое в (2) определяется нарушением четности на стадии одночастичного движения. Его роль была проанализирована в работах [14,15]. Второе слагаемое описывает смешивание многочастичных конфигураций с противоположной четностью. Оно отвечает модели, предложенной в работах [2,3] и в дальнейшем развитой в [16,17]. В данном докладе предполагается, что основную роль играет первое слагаемое. С этой точки зрения будут проанализированы имеющиеся экспериментальные данные и исследованы основные следствия такого предположения.

Используя соотношение (2), в котором оставим только первое слагаемое, волновую функцию нейтрона при малых энергиях вблизи p -резонанса можно представить в виде

$$\Psi_n = a_s(E) \left\{ f_s(r) + \frac{\Gamma_{pn}}{\Gamma_{pa}} \frac{\langle f_p | V | f_s \rangle}{E - E_p + i \frac{\Gamma_p}{2}} f_p(r) \right\}, \quad (3)$$

где $a_s(E)$ - амплитуда волновой функции s -нейтрона внутри ядра, $f(r)$ - решение уравнения Шредингера в потенциале модели оболочек, нормированное на единицу в объеме ядра, $E_p, \Gamma_p, \Gamma_{pn}$ - положение, полная и нейтронная ширины p -резонанса, Γ_{pa} - ширина одночастичного p -резонанса в модели оболочек. Как видно, вблизи p -резонанса происходит существенное увеличение коэффициента смешивания η состояний с противоположной четностью:

$$\eta \approx \frac{1}{\rho_\lambda \Gamma_p} \frac{\omega_0}{W} \eta_{s,p}; \quad \eta_{s,p} \approx \frac{\langle f_p | V | f_s \rangle}{\omega_0}, \quad (4)$$

где ρ_λ - плотность уровней компаунд-ядра, W - оптическая ширина одночастичных состояний, ω_0 - расстояние между одночастичными состояниями с противоположной четностью, но одинаковым спином. Величина $\eta_{s,p}$ определяет одночастичную оценку коэффициента смешивания. Основным фактором усиления в рамках данного подхода является близость p -резонансов компаунд-ядра.

Амплитуда $a_2(E)$ состоит из потенциального и полюсного, отвечающего S -резонансам компаунд-ядра, слагаемых. При вычислении полюсной части волновой функции следует учитывать два существенных факта. Во-первых, при отходе от одночастичного резонанса существенно сумается область применимости полюсного приближения. Если знак произведения $(E-E_0)(E-E_1) > 0$, то полюсное приближение дает заниженное значение, а при обратном знаке этого произведения - завышенное. Во-вторых, вдали от одночастичного резонанса нарушается корреляция между нейтронной шириной и амплитудой волновой функции в резонансе. Поскольку точно рассчитать влияние этих факторов в настоящее время не представляется возможным, в данной работе они учитывались введением феноменологического множителя C перед полюсным слагаемым.

В таблице I представлены результаты сравнения расчетов с данными экспериментов по прохождению. Величина $F \approx -5 \cdot 10^{-7}$ определялась из данных по ^{129}La . Для остальных ядер определялся коэффициент C , который сравнивается с оценкой по оптической модели C_{opt} .

Большой интерес представляет выяснение соотношения между коэффициентом асимметрии вылета жестких гамма-квантов или осколков деления α и величиной ε , определяющей зависимость полного сечения от спиральности налетающих нейтронов. В рамках данного подхода получаем следующую оценку:

$$\frac{|\alpha|}{|\varepsilon|} \approx \frac{\rho_2 |E - E_p|}{kR}, \quad (5)$$

где k - импульс налетающего нейтрона. Как видно, величина ε вблизи p -резонанса ($|E - E_p| \sim \Gamma_p$) в области средних ядер ($\rho_2 \Gamma_p \sim kR$) сравнима с величиной α . В районе актинидов ($\rho_2 \Gamma_p \sim 0,1$) величина $\varepsilon \sim 10^{-2} \alpha$.

Величина асимметрии углового распределения и циркулярной поляризации гамма-квантов, усредненных по их спектру [3], определяется как валентными, так и невалентными радиационными переходами. Вклад валентных переходов оказывается в \sqrt{N} раз увеличенным по сравнению с их вкладом в радиационную ширину. Здесь N - эффективное число конечных состояний, в которых происходит ра-

радиационные переходы ($N \sim \rho, T$, где T - температура ядра). Заметим также, что если валентные переходы играют основную роль, то из-за спиновых факторов должно наблюдаться заметное уменьшение коэффициента асимметрии α_{γ} по сравнению с величиной циркулярной поляризации P_{γ} . Экспериментальные данные работы [3] анализируются в таблице 2. Величина α_{γ}^c рассчитана в пренебрежении валентными переходами. Если предположить, что основную роль играют валентные переходы, то можно оценить относительную величину вклада валентных переходов Γ_{γ}^v в полную радиационную ширину Γ_{γ} . Эта оценка, представленная в таблице 2, по-видимому, не противоречит имеющимся экспериментальным данным (см. например, [18]).

Таблица 1

Ядро	E_{γ} эв	$P_{\text{exp}} \cdot 10^3$	лит.	J	c	c_{opt}
^{81}Br	0,88	24 ± 4	[7]	1	$8,4 \pm 1,4$	8
				2	$5,0 \pm 0,8$	
^{111}Cd	4,53 6,94	$-8,2 \pm 2,2$ $4,1 \pm 3,3$	[7] [7]	-	0	-
				0	$2,4 \pm 2,0$	
				1	$7,3 \pm 5,9$	
^{117}Sn	1,33	4.5 ± 1.3	[7]	1	$2,7 \pm 0,8$	1,7
^{139}La	0,75	73 ± 5	[7]	-	1	1

Таблица 2

Ядро	$\alpha_{\gamma} \cdot 10^6$	$P_{\gamma} \cdot 10^6$	$P \cdot 10^6$	$\alpha_{\gamma}^c \cdot 10^6$	$\Gamma_{\gamma}^v / \Gamma_{\gamma}$
^{81}Br	$-19,5 \pm 1,6$	31 ± 2	$9,8 \pm 1,0$	3,7	0,2
^{111}Cd	$-1,3 \pm 1,4$	< 3	0,4	1,1	$< 0,01$
^{117}Sn	$2,4 \pm 1,6$	-	$6,2 \pm 0,7$	3,7	0,01
^{139}La	$17,8 \pm 2,2$	-160 ± 25	$9,0 \pm 1,4$	19	0,46

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. УФН, 1976, т.118, с.141
2. Данилян Г.В. и др. Письма ЖЭТФ, 1976, т.24, с.380
3. Весна В.А. и др. Письма ЖЭТФ, 1982, т.36 с.169
4. Данилян Г.В. УФН, 1980, т.131, с.329
5. Ferte M. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.380
6. Kelomensky E. et al. Phys. Lett., 1980, v.107B, p.380
Весна В.А. и др. Письма ЖЭТФ, 1982, т.35, с.351
7. Алфименков В.П. и др. Препринт ОИЯИ, P3-82-411, 1982, Дубна
8. Michel P.C. Phys. Rev., 1964, v.133B, p.329
9. Бини-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М. Мир, 1976.
10. Шапиро И.С. УФН, 1968, т.95, с.647
11. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М. Наука, 1965
12. Зарецкий Д.Ф. и др. Нейтронная физика, т.3, с.27, М., 1976
13. Адамчук Ю.Б., Сироткин В.К. ЯФ, 1977, т.26, с.495
14. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1980, т.32, с.102
15. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1983, т.37, с.607
16. Сужков О.П., Фламбаум В.В. УФН, 1982, 1982, т.136, с.3
17. Буняков В.Е., Гудков В.П. Препринт ДИЯФ №661, Ленинград, 1981
18. Allen B.J. et al. Нейтронная физика, т.2, с.149, М., 1977

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА НЕСОХРАНЕНИЯ
 ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В ПОЛНОМ СЕЧЕНИИ
 ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
 С ЯДРОМ ^{233}U

А.Ф.Корнишин, В.М.Лобашев, Н.А.Титов
 (ИЯИ АН СССР)

С.М.Соловьев

(Радиовый институт им.В.Г.Хлопина)

В.А.Весна, Э.А.Коломенский, И.С.Окунев, А.Н.Пирожков,

Л.М.Смотрницкий, Е.В.Шульгина

(ЛИАФ им.Б.П.Константинова)

Получен верхний предел для разности сечений взаимодействия с ^{233}U тепловых нейтронов с противоположной спиральностью. $\rho = (\sigma_{\text{tot}}^+ - \sigma_{\text{tot}}^-) / (\sigma_{\text{tot}}^+ + \sigma_{\text{tot}}^-) < 1,5 \cdot 10^{-6}$ (90% уровень достоверности). Результат противоречит оценке $\rho = 10^{-4} - 10^{-5}$, полученной в предположении о p -волновой природе уровня 0,17 эВ.

The upper limit for the difference of the total thermal neutron with opposite helicity cross section on ^{233}U is reported. $\rho = (\sigma_{\text{tot}}^+ - \sigma_{\text{tot}}^-) / (\sigma_{\text{tot}}^+ + \sigma_{\text{tot}}^-) < 1,5 \cdot 10^{-6}$ (90% confidence level). This result is in a contradiction with the estimation $\rho = 10^{-4} - 10^{-5}$, founded on the p -wave nature hypothesis of the 0.17 eV state.

Эффекты нарушения пространственной четности в делении тяжелых ядер были обнаружены при наблюдении асимметрии вылета осколков относительно спина захватываемого теплового нейтрона [1]. Имеющееся объяснение наблюдаемых эффектов включает предположение о смешивании состояний с разной четностью горячего компаунд-ядра, которое без потерь переносится на холодную стадию деления и определяет

асимметрию разлета осколков [2]. Сравнение модели работы [2] с опытными данными до последнего времени ограничивалось оценкой порядка величины из-за отсутствия информации о характеристиках смешивающихся состояний. В работе [3] при исследовании энергетической зависимости асимметрии вылета осколков было замечено изменение знака эффекта в делении ^{233}U вблизи слабого резонанса при 0,17 эВ. Это явление было проинтерпретировано в соответствии с работой [4] таким образом, что уровень 0,17 эВ является уровнем противоположной четности (p -волновым), примешивающимся к s -волновому захватному состоянию [4]. Можно оценить величину слабого матричного элемента, сделав предположение о том, что наблюдаемый эффект связан со смешиванием состояний 0,17 эВ с одним из соседних s -волновых уровней [5]. Такое смешивание должно приводить также к дихроизму - зависимости пропускания образца от спиральности нейтронов, связанному с интерференцией p и s -волновых захватных состояний [2,5,6]. Оценка величины эффекта на основании работ [2,4] с матричными элементами из [3] в двухуровневом приближении дает значение $P = (\sigma_{\text{int}} - \sigma_{\text{ext}}) / (\sigma_{\text{int}} + \sigma_{\text{ext}}) = 10^{-4} - 10^{-5}$.

Эксперимент проводился на пучке тепловых поляризованных нейтронов реактора ВВР-М ЛИЯФ им. В. И. Константинова АН СССР, на установке, аналогичной описанной в работе [5], особенностями которой является интегральная методика регистрации нейтронного пучка, прошедшего образец, с синхронным детектированием изменения интенсивности, связанного с переключением знака поляризации нейтронов, а также параллельная регистрация сигнала, пропорционального мощности реактора, для компенсации флуктуаций потока нейтронов.

Мишень $^{233}\text{U}_2\text{O}_8$ с обогащением по ^{233}U 33% была помещена в дюралюминиевый герметичный контейнер с входным и выходным окнами толщиной 0,5 мм. Для защиты от образующихся быстрых нейтронов мишень была окружена слоем полиэтилена толщиной 20 см. Детектор располагался на расстоянии 1 м от мишени и был окружен экраном из кадмия площадью окон не более 15 см².

Для исключения ложных эффектов измерения проводились при двух направлениях постоянного ведущего поля в области мишени и состоянии включено-выключено радиочастотного флиппера [5]. Соответствующие результаты:

$$a^+ = (+1,0 \pm 1,1) \cdot 10^{-6}, \quad a^- = (+0,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-6}.$$

Окончательный результат, поправленный на степень поляризации

пучка 0,95 и число длин релаксации в миллии 1,26 при средней энергии нейтронов 0,01 эВ ($\lambda = 2,7 \text{ \AA}$), $P = - (0,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$.

Полученные результаты меньше оценки, полученной в предположении о р-волновой природе уровня 0,17 эВ, на фактор масштаба 30. Существует не менее пяти возможностей согласовать данный результат и результат работы [3].

В случае, если примесный s-волновой уровень лежит при отрицательной энергии, $P \sim (\Gamma_p / (E - E_p) + \Gamma_s / (E - E_s))$, где $E_{s,p}$, $\Gamma_{s,p}$ положение и ширина s, p-уровней. Т.к. параметры таких s-уровней известны недостаточно точно, возможна компенсация в тепловой точке (1). При смешивании эффектов, связанных с несколькими p- или s-волновыми уровнями, также возможна случайная компенсация их вкладов (2,3). Такая сильная компенсация представляется маловероятной, кроме того, она в двух первых случаях возможна только в одной точке и должна нарушиться при смещении по энергии, в частности, вблизи уровня 0,17 эВ $P = 10^{-3} + 10^{-4}$.

Возможны две альтернативные интерпретации работы [3], в которых уровень 0,17 эВ является s-волновым и не определяет эффектов дихроизма, а p-волновой уровень расположен вне исследованного интервала энергий. Асимметрия вылета осколков меняет знак вблизи как s-, так и p-волнового уровня в случае интерференции захватных состояний с разным моментом. Такой механизм рассмотрен в [2] и работает в канале с $K = 0$ (4). В отличие от предположений [4] может быть не мала разность фаз ψ регулярной и примесной делительных амплитуд [2], при этом ноль асимметрии расположен в точке $E_p - (\Gamma_p/2) \operatorname{tg} \psi$, а не в E_p , совпадение которой с уровнем 0,17 эВ чисто случайное (5). Последнее объяснение, предложенное в работе [3], представляется наиболее вероятным. Для окончательного выяснения вопроса желательно провести исследование обоих P-нечетных эффектов, а также P-четной лево-правой асимметрии в более широком энергетическом интервале.

В заключение авторы благодарят персонал реактора ВВР-М за обеспечение измерений, В.И.Кадашевича, В.П.Муратова, А.И.Шабля за подготовку электронной аппаратуры, О.П.Сужкова и В.П.Гудкова за ценные обсуждения.

Список литературы

1. Г.В.Данилян, УФН, 1980, т.131, 329.
2. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, УФН, 1982, т.136, 3.
3. Г.В.Вальский и др. Препринт ЛИЯФ № 796, Л., 1982.
4. В.Е.Бунаков, В.П.Гудков. Препринт ЛИЯФ № 763, Л., 1982.
5. В.А.Весна и др. Письма ЖЭТФ, 1982, т.35, 351.
6. В.П.Алфименков и др. Препринт ОИИИ РЗ-82-411, 1982.
7. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-31, Новосибирск, 1983.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА СВИНЦЕ И ВИСМУТЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА

Ю. А. Александров

(СИЯИ)

В результате обработки опубликованных в литературе экспериментальных данных получены значения коэффициента электрической поляризуемости нейтрона $\alpha = (13 \pm 8) 10^{-42} \text{ см}^3$ и длины рассеяния нейтрона на электроне $Q = -(1,38 \pm 0,16) 10^{-16} \text{ см}$ (электронвольтовая область энергий нейтронов) и $\alpha = (6 \pm 3) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ (киловольтовая область энергий).

Least-square analysis data published in literature yields the coefficient of electric polarizability of the neutron $\alpha = (13 \pm 8) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^3$ and neutron-electron scattering length $Q = -(1.38 \pm 0.16) \cdot 10^{-16} \text{ cm}$ (eV range of the neutron energies) and $\alpha = (6 \pm 3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^3$ (kV range of the neutron energies).

Имеющиеся к настоящему времени прецизионные измерения длин когерентного рассеяния b_{coh} [1,2] и полных сечений σ_{tot} [1,3] свинца и висмута и дальнейшее развитие техники эксперимента открывает возможности для получения информации об электрической поляризуемости нейтрона.

Воспользуемся формализмом, обычно применяемым при рассмотрении задачи рассеяния частицы на сумме короткодействующего и дальнедействующего потенциалов (см., например, [4]). Суммарную амплитуду f_e рассеяния нейтронов можно выразить через фазы δ_e - ядерного, δ_e - нейтрон-электронного и $\bar{\delta}_e$ - поляризационного рассеяний:

$$f_e = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \left\{ S_e \exp[2i(\delta_e + \bar{\delta}_e)] - 1 \right\} P_l(\cos \vartheta), \quad (1)$$

$$\text{где } S_e = \exp(2i\delta_e) \left[1 - \sum \frac{\Gamma_n}{\Delta E + i\Gamma/2} \right]. \quad (2)$$

I. В случае низких энергий, когда для ядра существенно лишь S-рассеяние, принимая во внимание

$$\exp[2i(x+y)] - 1 = [\exp(2ix) - 1] + \exp(2ix) [\exp(2iy) - 1],$$

(I) можно привести к виду:

$$f_{\pm} = \frac{1}{2ik} (S_0 - 1) \exp[2i(\eta_0 + \zeta_0)] + \frac{1}{k} \sum_T (2l+1) \sin(\eta_l + \zeta_l) \exp[i(\eta_l + \zeta_l)] P_l(\cos\theta), \quad (3)$$

откуда, используя соотношения

$$- \operatorname{Re} f_{\pm}(0) = \nu_{\text{кор}} \frac{A}{A+1}$$

$\operatorname{Im} f_{\pm}(0) = K \nu_{\text{tot}} / 4\pi$ и
получим в Борновском приближении:

$$y = \frac{b_{\pm} \alpha (E')}{4\pi} - b^2 \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 = \alpha^2 (Z \pm ZF) - 2\alpha \nu_{\text{кор}} (Z-F) - f^2 - 2\alpha Ff - \frac{2}{3} \pi K \nu_{\text{кор}} f - \left[\sum \frac{\Gamma_n \Delta E}{k(\Delta E^2 + \Gamma_n^2/4)} \right] - \sum \frac{\Gamma_n \Delta E'}{k'(\Delta E'^2 + \Gamma_n'^2/4)} + \left[\nu_{\text{кор}} - \alpha(Z-F) - \frac{2}{3} K \nu_{\text{кор}} f \right]^2 + \frac{1}{4} \left[\sum \frac{\Gamma_n \Delta E}{k(\Delta E^2 + \Gamma_n^2/4)} \right]^2 - \frac{1}{2} \sum \frac{\Gamma_n \Delta E}{k(\Delta E^2 + \Gamma_n^2/4)} \sum \frac{\Gamma_n \Delta E'}{k'(\Delta E'^2 + \Gamma_n'^2/4)} + \frac{1}{4} \sum \frac{\Gamma_n^2}{k^2(\Delta E^2 + \Gamma_n^2/4)} + \frac{\Gamma_n'}{4k'} \sum \frac{\Gamma_n}{k'(\Delta E'^2 + \Gamma_n'^2/4)}, \quad (4)$$

где $f = -\frac{M_n}{\hbar} \left(\frac{Ze}{k} \right)^2$, F - атомный формфактор, α - коэффициент электрической поляризуемости нейтрона, E и E' - энергии, при которых измерены $\nu_{\text{кор}}$ и ν_{tot} , α - длина нейтрон-электронного рассеяния. Суммирование в (4) проводится по всем имеющимся уровням, $\Delta E = E - E_n$, Γ_n и Γ - нейтронная и полная ширины уровней.

При получении из (4) методом наименьших квадратов значений α и α в настоящей работе использовались результаты измерений $\nu_{\text{кор}}$ и ν_{tot} , опубликованные в [1-3] (см. таблицу)

Энергия E' (эВ)	1,26	5,19	10,1 (средняя)
ν_{tot} (барн)	Bi 9,2566(42) Pb II,2357(45)	9,2830(40) II,2554(44)	9,2900(76)
$\nu_{\text{кор}}$ (эм)	$\lambda \approx 15 \text{ \AA}$		$\lambda = 1,79 \text{ \AA}$
	Bi 8,5256(15) Pb 9,4003(14)		8,5030(120)

В значения ν_{tot} нами вносились поправки на эффекты, связанные с агрегатным состоянием свинца и висмута [5], спинеровское и некогерентное рассеяния. Оценивалось влияние рассеяния нейтронов, обусловленного дипольным магнитным и квадрупольным электрическим моментами ядер висмута. Оно оказалось пренебрежимо малым. Суммарный вклад резонансного рассеяния (включая влияние резонансов при отрицательных энергиях) и захвата вычислялся, исходя из известных пара-

метров резонансов висмута и свинца и их силовых функций [6]. Для висмута он составлял 10-15% величины χ .

В результате получения следующие значения коэффициента α и длины рассеяния Q ($\chi^2 \approx 0,7$):

$$\alpha = (13 \pm 8) 10^{-42} \text{ см}^3, \quad (5)$$

$$Q = -(1,38 \pm 0,16) 10^{-16} \text{ см}. \quad (6)$$

Принимая известное значение $Q = -(1,33 \pm 0,03) 10^{-16} \text{ см}$, измеренное в опытах [7], можно получить

$$\alpha = (12 \pm 2) 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (7)$$

Следует отметить, однако, что вследствие малой величины наблюдаемого эффекта ($\approx 0,5\%$) работа [7] может содержать значительную неучтенную систематическую ошибку в Q , обусловленную, например, слабым ($\Gamma_{\text{н}} \approx 10^{-8} \text{ эВ}$) нейтронным p -резонансом у ксенона при энергии нейтронов, близкой к тепловой. Обнаружить такой резонанс в обычных опытах по измерению полного сечения ксенона практически невозможно.

2. Дифференциальное сечение рассеяния киловольтных нейтронов на ядрах можно записать в виде

$$\sigma(\vartheta) = \sigma_s/4\pi \left[1 + \sum_l \omega_l P_l(\cos\vartheta) \right]. \quad (8)$$

Будем считать, что в области энергий до 200 кэВ существенно лишь S и P - рассеяние. Воспользовавшись выражением (1) и проведя усреднение по резонансам можно получить:

$$\omega_0 = \frac{6(\text{Re}S \text{Re}P + \text{Im}S \text{Im}P) + 6\text{Sin}Z_0 \text{Re}S + 6\text{Sin}Z_0 \text{Re}P}{(\text{Re}S)^2 + (\text{Im}S)^2}, \quad (9)$$

$$\omega_2 = \frac{6\text{Sin}^2\delta_1 + \sqrt{E} S^4 V}{(\text{Re}S)^2 + (\text{Im}S)^2}, \quad (10)$$

где E - энергия налетающего нейтрона в эВ, $\text{Re}S, \text{Re}P, \text{Im}S, \text{Im}P$ - действительные и мнимые части амплитуд S и P - рассеяния, Z_0 и Z_1 - нулевая и первая фазы рассеяния, обусловленного электрической поляризуемостью нейтрона, $V = \frac{(kR)^2}{1+(kR)^2}$, $R = 1,4 \text{ А}^{1/2} \text{ ФМ}$,

$$\text{Re}S \text{Re}P + \text{Im}S \text{Im}P = \text{Sin}\delta_0 \text{Sin}\delta_1 \text{Cos}(\delta_0 - \delta_1 + 2Z_0 - 2Z_1) - \sqrt{E} S^4 \text{Sin}\delta_1 \text{Sin}(2\delta_0 - \delta_1 + 2Z_0 - 2Z_1). \quad (11)$$

$$\overline{\text{Re}S} = (1 - \sqrt{E} S^0) \text{Sin}\delta_0 \text{Cos}(\delta_0 + 2Z_0) - \frac{1}{2} \sqrt{E} S^0 \text{Sin}2Z_0, \quad (12)$$

$$\overline{\text{Re}P} = (1 - \sqrt{E} S^4 V) \text{Sin}\delta_1 \text{Cos}(\delta_1 + 2Z_1) - \frac{1}{2} \sqrt{E} S^4 V \text{Sin}2Z_1, \quad (13)$$

S^0 и S^4 - S и P - нейтронные силовые функции.

Для фаз ядерного рассеяния δ_0 и δ_1 принимались выражения [8]:

$$\delta_0 = -kR + \arctg(kRR_0^{\infty}), \quad (14)$$

$$\delta_1 = -\kappa R + \operatorname{arctg}(\kappa R) + \operatorname{arctg} \left[\frac{(\kappa R)^3 R_1^\infty}{1 + (\kappa R)^2 + R_1^\infty} \right], \quad (15)$$

а фазы $\bar{\zeta}_0$ и $\bar{\zeta}_1$ были вычислены в борновском приближении:

$$\bar{\zeta}_0 = \frac{M_d}{R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \kappa \left[\frac{\cos(2\kappa R)}{3} + \frac{\sin(2\kappa R)}{6\kappa R} + \frac{1}{6(\kappa R)^2} [1 - \cos(2\kappa R)] - \frac{\pi}{3} \kappa R \right], \quad (16)$$

$$\bar{\zeta}_1 = M_d \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \kappa^2 \left[\frac{\pi}{15} - \frac{\cos(2\kappa R)}{15\kappa R} - \frac{\sin(2\kappa R)}{30(\kappa R)^2} + \frac{1}{6(\kappa R)^3} \left[1 + \frac{\cos(2\kappa R)}{5} \right] - \frac{\sin(2\kappa R)}{5(\kappa R)^4} + \frac{1 - \cos(2\kappa R)}{40(\kappa R)^5} - \frac{2}{15} S_1(2\kappa R) \right] \quad (17)$$

При малых κR формулы (16) и (17) можно привести к

$$\bar{\zeta}_0 \approx \frac{M_d}{R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \kappa \left(1 - \frac{\pi}{3} \kappa R \right), \quad (16')$$

$$\bar{\zeta}_1 \approx M_d \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \kappa^2 \left(\frac{\pi}{15} - \frac{\kappa R}{9} \right). \quad (17')$$

В этом виде они использовались в работах [9, 10].

Для обработки методом наименьших квадратов по формулам (9) и (10) брались экспериментальные данные для значений ω_1 и ω_2 для свинца, полученные в [10, 11] для области энергий нейтронов от 500 эВ до 200 кэВ. Варьировались параметры R_1^∞ , S^1 и α . Величина R_0^∞ находилась из известных значений сечения рассеяния свинца. Величина S^0 бралась из [6], ее влияние на искомые параметры было слабым. В результате обработки было получено:

$$R_1^\infty = 0,24 \pm 0,04, \quad (18)$$

$$S^1 = (0,3 \pm 0,2) 10^{-4}, \quad (19)$$

$$\alpha = (6 \pm 3) 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (20)$$

Следует заметить, что исследования с нейтронами более низких энергий (электронвольтовая область энергий) предпочтительнее, поскольку неопределенность, связанная с обрезанием расходящихся интегралов при вычислении фаз $\bar{\zeta}$, возрастает с ростом энергии нейтронов.

Список литературы

1. Koester L. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, p.1021.
2. Bauspiess W. et al. Nucl.Instr.Meth, 1978, v.157, p.495.
3. Irgftshauser W. Zeit.Physik, 1965, v.186, p.23.
4. Тейлор Д. - Теория рассеяния. М., Мир, 1975.
5. Binder K. Phys.Stat.Sol, 1970, v.41, p.767.
6. Neutron Cross Section, BNL-325, 1973.
7. Krohn V.L., Ringo G.R. Phys.Rev., 1966, v.148, p.1303.
8. Николенко В.П. и др. ОИЯИ РЗ-82-436, 1982.
9. Thaler R.H. Phys.Rev., 1959, v.114, p.827.
10. Александров Ю.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, вып.5, с.196.
11. Lane K.O. et al. Ann.of Phys. 1961, v.12, p.135.

Р-НЕЧЕТНАЯ АСИММЕТРИЯ ПРОПУСКАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ УРАНОМ-233

Л.Н.Бондаренко, С.В.Жуков, В.Л.Кузнецов, Ю.А.Мостовой

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

А.Г.Беда, Б.Д.Воденников, Г.В.Давылян, В.П.Дроняев, В.А.Купченко
В.В.Новицкий, В.С.Павлов

(ИТЭФ)

В.М.Колобашкин, Е.И.Коробкина, Ю.Ф.Певчев, А.Г.Садчиков

(МИФИ)

Измерена пространственно-нечетная асимметрия пропускания продольно-поляризованного пучка тепловых нейтронов образцом урана-233. Показано, что относительная разность сечений для нейтронов противоположной спиральности меньше или равна $1 \cdot 10^{-6}$.

The parity non-conserving (PNC) asymmetry of the longitudinally polarized thermal neutrons propagation was measured for uranium-233. The relative difference in total cross-sections for neutrons of opposite helicities has been obtained of order 10^{-6} .

В последние годы экспериментально обнаружен целый ряд нейтронно-оптических явлений, связанных с проявлением слабого взаимодействия в ядерных процессах: измерено вращение плоскости поляризации поперечно-поляризованного пучка тепловых нейтронов образцом олова-117 [1], измерена асимметрия в пропускании продольно-поляризованных тепловых и резонансных нейтронов ^{139}La , ^{117}Sn , ^{81}Br , ^{111}Cd [2,3].

Ранее экспериментально было открыто несохранение пространственной четности в делении на тепловых нейтронах ядер ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu [4].

Для всех этих явлений характерным является очень большое ($10^2 + 10^5$) усиление "затравочного" эффекта нарушения пространственной четности, свойственного слабому взаимодействию, которое оцени-

вается величиной [8]

$$F \sim H_w / \omega \approx G m_\pi^2 \approx 2 \cdot 10^{-7} *$$

Современные теоретические представления (хотя далеко не всегда с одних и тех же позиций) дают возможность объяснить столь сильное проявление слабых сил в ядерных процессах [5,6,7,8,9]. Перед экспериментом в настоящее время стоит задача более детального изучения Р-нечетных эффектов в ядерных взаимодействиях с целью отбора адекватной теоретической модели.

Используя, например, формулы двухуровневого приближения из работы [7] или [8], можно получить связь между величинами Р-нечетных коэффициентов в делении и пропускании:

$$\rho = \alpha_{nf} \sqrt{\frac{\Gamma_s^+ \Gamma_p^+}{\Gamma_s^- \Gamma_p^-}} \frac{E_s \Gamma_p + E_p \Gamma_s}{E_p \Gamma_s} \sqrt{\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n} \frac{E_{ren}}{E_p^3} \frac{E_s^+}{E_p^3}}$$

где ρ — относительная разность сечений для нейтронов противоположной спиральности,

α_{nf} — Р-нечетный коэффициент асимметрии разлета осколков при делении на поляризованных нейтронах,

Γ_s^+, Γ_p^+ — делительные, Γ_s^-, Γ_p^- — полные и Γ_s^n, Γ_p^n — нейтронные ширины для s — и p — резонансов соответственно,

E_s, E_p — энергии соответствующих резонансов,

E_{ren} — энергия нейтронов.

Взяв параметры резонансов для изотопа ^{233}U из [10,11] и величину Р-нечетного коэффициента α_{nf} из [11], получаем значение относительной величины разности сечений для нейтронов противоположной спиральности в тепловой области энергий $\rho = 5 \cdot 10^{-5}$.

Настоящая работа была посвящена экспериментальному определению величины ρ для ядер ^{233}U . Измерения проводились интегрально-компенсационным методом, аналогичным использованному в работе [2], на пучке тепловых поляризованных нейтронов реактора ИР-8 в ИАЭ им.И.В. Курчатова. Полная интенсивность пучка, поляризованного методом отражения от намагниченных кобальтовых зеркал, в месте расположения образца была $5 \cdot 10^7$ нейтр/сек (поляризатор был описан ранее в [12]). Степень поляризации, измеренная прямым разделением противоположно-поляризованных компонент пучка в сильно неоднородном магнитном поле [13], составляла $(74.3 \pm 0.5)\%$. Реверс направления поляризации осуществлялся с частотой 1 гц. В качестве "спин-флиппера" использо-

* H_w — эффективный Гамильтониан нарушающего четность слабого взаимодействия нуклонов, ω — характеристическая энергия нуклонов, G — фермиевская константа, m_π — масса пи-мезона; обозначения из [8].

вадась система, описанная в работе [14].

Детектирование нейтронов осуществлялось с помощью сборки из нескольких счетчиков СМ-16, работавших в режиме ионизационной камеры. Расположение счетчиков было выбрано так, чтобы избежать каких-либо изменений регистрируемого тока при возможных малых перемещениях пучка (например, из-за колебаний температуры и т.д.). Токи детекторов, регистрирующих прямой и прошедший через образец пучки нейтронов, пропускались через одно и то же нагрузочное сопротивление в противоположных направлениях. Результирующее напряжение измерялось с помощью высокостабильного цифрового вольтметра, включенного в линию с ЭВМ Э-60, которая использовалась как для управления всем экспериментом в автоматическом режиме, так и для дальнейшей обработки экспериментальных данных. Для исключения возможной приборной асимметрии каждые 12 часов осуществлялось реверсирование направления магнитного поля, "ведущего" спин.

Результаты измерений представлены в таблице I. В качестве контрольного эксперимента были проведены измерения величины Р-нечетной асимметрии пропускания нейтронов для естественной смеси изотопов B_n . Полученный результат хорошо согласуется с ранее опубликованными данными [2].

Таблица I.

образец :	экспериментальная асимметрия ($\times 10^6$)	$\rho = (\sigma^+ - \sigma^-) / (\sigma^+ + \sigma^-)$ ($\times 10^6$)
$K B_n$:	$-11,2 \pm 1,86$	$7,9 \pm 1,3$ (в пересчете на B_n)
233 :	$-2,00 \pm 1,19$	$1,17 \pm 0,69$

Сравнение полученного для ^{233}U результата с приведенной выше оценкой показывает, что либо неверно двухуровневое приближение, использованное при вычислении оценки, либо уровень $E=0,17$ эв, в районе которого в работе [11] было измерено прохождение через нуль Р-нечетного коэффициента разлета осколков, не является р-волновым. В этом последнем случае результаты работы [11] требуют более сложного, чем изложено в [8], объяснения.

В заключение авторы благодарят В.Ф.Апалина, А.Н.Мартемьянова за предоставленную электронную аппаратуру, О.П.Сушкова, В.В.Фламбаума, Д.Ф.Зарецкого и В.К.Сироткина за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Forte M. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1980, v.45, p.2088.
2. В.А.Весна и др. Письма ЖЭТФ, 1982, т.35, с.351;
Е.А.Коломенску et al. Preprint LNPI 1981, № 662;
Е.А.Коломенску et al. *Phys.Lett.*, 1981, v.107B, p.272
3. В.П.Алфименков и др. Письма ЖЭТФ, 1981, т.34, с.308;
препринты ОИЯИ(1981) P3-81-719, (1982) P3-82-86, (1982) P3-82-411.
4. Г.В.Данилян, УФН, 1980, т.131, вып.3, с.329.
5. R.D.Vlyn-Stoile. *Phys.Rev.* 1960, v.20, p.181.
6. И.С.Шаширо. УФН, 1968, т.95, с.647.
7. В.Е.Бунаков, В.П.Гудков. Препринт ЛИАФ, 1981, №661;
V.E.Bunakov, V.P.Gudkov. Preprint LNPI, 1982, № 763.
8. О.П.Сумков, В.В.Фламмбух. УФН, 1982, т. 136 с.3
9. Д.Ф.Зарецкий, В.К.Сироткин. ЯФ, 1983, т.37, вып.3, с.607.
10. Neutron Cross-Section ENL-325, 3^d Edition, 1973, v.2.
11. Г.В.Вельский и др. Препринты ЛИАФ, 1982 №796 и 1982 №797.
12. Б.А.Обняков, Ю.А.Мостовой. ПТЭ, 1970, №3, с.87.
13. Б.Г.Ероволинский и др. ПТЭ, 1965, №1, с.50.
14. Ю.А.Мостовой. ПТЭ, 1982, №3, с.24.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В (n, α) -РЕАКЦИИ
НА ЯДРЕ ^{10}B

О.Н.Ермаков, И.Л.Карпихин, П.А.Крупчицкий, В.Ф.Перепелица

(Институт теоретической и экспериментальной физики)

Ф.Стехер-Расмуссен, П.Кок

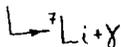
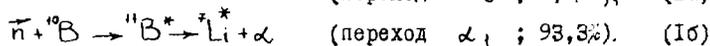
(Энергетический центр Нидерландов)

Сообщаются предварительные результаты эксперимента по исследованию P-нечетной асимметрии в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. Асимметрия испускания α -частиц вперед-назад по отношению к спинам нейтронов измерялась в системе следующих одна за другой проводочных ионизационных камер с мишенями из бора-10, облучаемой продольно поляризованным пучком тепловых нейтронов высокопоточного реактора ЭЦН. Получены верхние пределы P-нечетной асимметрии: $3,0 \times 10^{-6}$ для α_1 -перехода и $5,0 \times 10^{-6}$ для α_0 -перехода (при уровне достоверности 90%).

Preliminary results of the experiment on investigation of P-odd asymmetry in reaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ are reported. The forward-backward asymmetry of α -particles emission with respect to the neutron spins was measured in the set of stacked multiwire ionization chambers with boron-10 targets irradiated by longitudinal polarized thermal neutron beam of the HFR of ECN. The upper limits on P-odd asymmetry are: 3.0×10^{-6} for α_1 -transition, and 5.0×10^{-6} for α_0 -transition (at 90% confidence level).

I. Экспериментальный метод

Исследовалась P-нечетная асимметрия вылета заряженных частиц - продуктов реакции захвата поляризованных тепловых нейтронов ядрами ^{10}B , т.е. реакции



Энергии вылетающих ионов следующие: в переходе α_0 $E_{Li} = 1,00$ МэВ, $E_{\alpha} = 1,79$ МэВ; в переходе α_1 $E_{Li} = 0,83$ МэВ, $E_{\alpha} = 1,48$ МэВ. Необходимость детектирования заряженных частиц со столь небольшими энергиями потребовала разделения мишени на тонкие мишенные слои и помещения каждого из них в детектирующий модуль. Схема машинно-детектирующего модуля показана на рисунке.

Мишень модуля состояла из слоя бора, обогащенного изотопом ^{10}B до 85% (толщина мишени по ^{10}B 170 мкг/см^2), нанесенного на титановую подложку толщиной 50 мкг/см^2 и закрытого с другой стороны таким же слоем титана. Поглощение нейтронного потока такой мишенью составляло всего лишь 3,5%, зато выход заряженных продуктов реакции (I) из мишени был весьма высок. С каждой стороны мишени располагались по 2 чувствительных промежутка. Они представляли собой многопроволочные ионизационные камеры.

Детектор содержал 12 таких модулей. Он облучался потоком продольно поляризованных тепловых нейтронов. Размеры окна детектора составляли $62 \times 110 \text{ мм}^2$. Режим съема информации с детектора - интегральный. Регистрировались ионизационные токи продуктов реакции (I), выходящих из мишени. Выбор перехода α_0 или α_1 достигался подбором давления рабочего газа, в качестве которого был выбран аргон. В результате ионизационные токи в дальних от мишени промежутках (D1 и D2) были обусловлены, в основном, α -частицами исследуемого перехода, а в ближайших к мишени промежутках (B1 и B2) как α -частицами, так и ионами ^{7}Li . Кроме того, благодаря естественной коллимации потока частиц угол раствора конуса, в котором α -частицы входят в промежутки D1 и D2, существенно меньше, чем соответствующий угол для промежутков B1 и B2. Таким образом, ожидаемый Р-нечетный эффект в промежутках D1 и D2 должен втрое превышать аналогичный эффект в промежутках B1 и B2, что позволяло использовать последние для контрольных измерений с очевидным преимуществом одновременного проведения основного и контрольного опытов.

Детектор обладал малой собственной асимметрией. Измерения на пучке показали, что отношение токов в зазорах D1 и D2 составляло $1,001 \pm 0,001$.

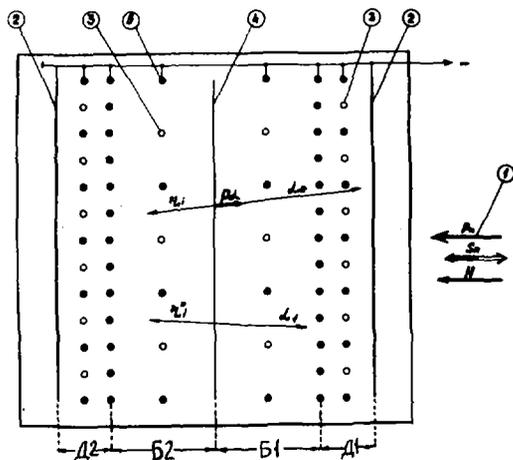


Схема модуля:

1 - нейтронный пучок, направление спина нейтронов указано стрелками; 2 - алюминиевые сплошные электроды; 3 - сигнальные проволочные электроды; 4 - мишень из ^{10}B ; 5 - высоковольтные проволочные электроды, D_1 , D_2 - дальние зазоры; B_1 , B_2 - ближние зазоры

2. Результаты измерений

Экспериментальные данные были получены в ходе измерений на пучке поляризованных тепловых нейтронов Энергетического центра Нидерландов. Интенсивность пучка составляла 2×10^8 н/с при работе на линии α_1 и 4×10^8 н/с при работе на линии α_0 . Реверс поляризации нейтронного пучка осуществлялся с периодом 0,85 с при работе на линии α_1 и с периодом 3,28 с при работе на линии α_0 . Такие частоты реверса были выбраны из соображений наилучшего подавления вклада шумов реактора после изучения корреляций частотных спектров шумов реактора и детектора. В течение каждого периода токи со всех 4 промежутков детектора оцифровывались и заносились в конце периода в накопитель, откуда после 1023 периодов записывались на магнитную ленту; дальнейшая обработка информации с лент производилась на ЭВМ.

Направление продольного магнитного поля изменялось на обратное 1 раз в сутки при работе с линией α_1 и 3 раза в сутки при работе с линией α_0 . Кроме того, были проведены контрольные эксперименты с деполаризованным нейтронным пучком.

Результаты измерений величины коэффициента асимметрии
$$\alpha = \frac{(I_1^+ - I_2^+) - (I_1^- - I_2^-)}{I_1^+ + I_2^+ + I_1^- + I_2^-}$$
 (I_1^+ , I_2^+ - токи в соответствующих противоположных зазорах при одном направлении спина, а I_1^- , I_2^- - при противоположном направлении) приведены в таблице (10^{-6}):

	Линия α_1		Линия α_0	
	Зазоры Д	Зазоры Б	Зазоры Д	Зазоры Б
Поляризованный пучок	$-0,2 \pm 1,5$	$-0,2 \pm 0,8$	$-0,90 \pm 0,60$	$-0,02 \pm 0,06$
Деполаризованный пучок	$+0,7 \pm 3,6$	$+0,5 \pm 1,3$	$+0,52 \pm 0,74$	$0,12 \pm 0,07$

Таким образом, можно сделать вывод, что ни в одном из исследовавшихся переходов Р-нечетный эффект не был обнаружен. Мы

приводим верхние пределы P-нечетной асимметрии (результаты для поляризованного пучка, поправленные на степень поляризации пучка, и эффективный косинус угла вылета частиц из мишени) на уровне 90% достоверности:

для перехода α_1 - $3,0 \times 10^{-6}$
для перехода α_0 - $5,0 \times 10^{-6}$.

НЕСОХРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан, И.Д.Мареев,
Л.В.Пикельнер, А.С.Хрыкин, Э.И.Шарапов

(ОИЯИ)

Кратко описаны эксперименты и приведены результаты измерений зависимости полных сечений от спиральности нейтронов в 14-ти резонансах 8-ми ядер. Эффект обнаружен в 4-х резонансах ядер ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{139}La .

A brief summary is given and the results are reported of experiments on the measurements of total cross sections vs neutron helicity in 14 resonances of 8 nuclei. The effect is observed in 4 resonances of ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{139}La nuclei.

Наличие слабого взаимодействия между нуклонами в ядре приводит к эффектам несохранения пространственной четности в реакциях нейтронов с ядрами. Следствиями этого являются впервые обнаруженные экспериментально на ^{117}Sn вращение поляризации нейтронов вокруг их импульса при прохождении пучка холодных нейтронов через неполяризованную мишень, а также зависимость полного сечения от спиральности нейтронов [1].

В теоретической работе [2] был предложен механизм, объясняющий эти явления смешиванием S - и p -уровней компаунд-ядра, образующегося в результате захвата нейтрона. Авторами было показано, что такое смешивание должно заметно усиливать рассмотренные эффекты в p -резонансах. Позднее в ЛЯФ АН СССР на пучке поляризованных тепловых нейтронов были выполнены измерения зависимости прозрачности мишеней ^{117}Sn , La , Br от спиральности [3,4]. Кроме этого, было показано, что эффект связан с образованием компаунд-состояний ядер.

В ЛЯФ ОИЯИ с 1981 г. на пучке поляризованных резонансных нейтронов проводятся измерения эффектов несохранения пространственной четности, возникающих при прохождении продольно поляризо-

ванных нейтронов через неполяризованную мишень [5,6,7]. В экспериментах определялось изменение прозрачности мишени при реверсе спиральности нейтронов. Особенностью этих исследований являлось то, что эффекты измерялись непосредственно в ρ -резонансах исследуемых ядер.

Согласно механизму несохранения пространственной четности, предложенному в работе [2], слабое нуклон-нуклонное взаимодействие смешивает S - и ρ -резонансы ядра с одинаковым спином. Интерференция амплитуд захвата нейтрона в состояния с противоположными четностями, но соответствующих одному и тому же полному моменту нейтрона $j = \frac{1}{2}$, приводит для нейтронов с разной спиральностью к разнице в сечениях их поглощения. Выражения для сечений захвата нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями, связанных с ρ -резонансами, $\delta_{\rho\pm}$ записываются в виде

$$\delta_{\rho\pm} = \delta_{\rho} [1 \pm \mathcal{P}(E)], \quad (1)$$

где δ_{ρ} - обычное брейт-вигнеровское сечение в ρ -резонансе при отсутствии поляризации, а

$$\mathcal{P}(E) = 2\sqrt{\frac{\Gamma_S^n(E)}{\Gamma_{\rho}^n(E)}} \cdot \frac{\langle P|H_w|S \rangle}{E - E_S}. \quad (2)$$

Здесь E - энергия нейтрона, E_S - энергия S -резонанса, Γ_S^n и Γ_{ρ}^n - нейтронные ширины соответствующих резонансов, $\langle P|H_w|S \rangle$ - матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия H_w . В экспериментах обычно измеряется эффект пропускания

$$\xi = \frac{I_{\rho} - I_{\alpha}}{f_n(I_{\rho} + I_{\alpha})}, \quad (3)$$

где I_{ρ} , I_{α} - интенсивности прошедшего через мишень пучка, поляризованного соответственно параллельно и антипараллельно импульсу нейтронов, f_n - поляризация нейтронов. Можно показать, что

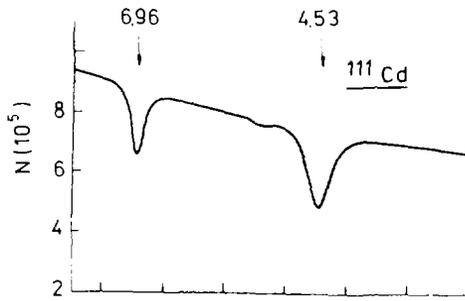
$$\xi = -\frac{n}{2}(\delta_{\rho+} - \delta_{\rho-}) = -n\delta_{\rho} \mathcal{P}(E), \quad (4)$$

где n - число ядер мишени на квадратный сантиметр. Последнее выражение удобно использовать при описании эффекта в резонансе, так как из-за слабой зависимости $\mathcal{P}(E)$ от энергии его можно считать постоянным, а энергетический ход ξ будет определяться резонансным сечением $\delta_{\rho}(E)$. Измерения пропускания проводились методом времени пролета на канале поляризованных резонансных нейтронов реактора ИБР-30 [8] при пролетной базе 58 м. В зависимости от требу-

емого разрешения по энергии измерения выполнялись либо в реакторном режиме с длительностью нейтронной вспышки 80 мксек и средней мощностью 20 кВт, либо в бустерном режиме с длительностью нейтронной вспышки 4 мкс и средней мощностью 5 кВт.

Нейтронный пучок поляризовался перпендикулярно импульсу при фильтрации через поляризованную протонную мишень. Продольная поляризация пучка и реверс поляризации обеспечивались системой магнитных полей. Величина поляризации f_p составляла 50-60% и контролировалась по прозрачности протонной мишени с помощью монитормых счетчиков. Пролетевшие через образец нейтроны регистрировались детектором. Накопление временных спектров детектора, контроль и управление экспериментом осуществлялись автоматизированной системой, созданной на базе мини-ЭВМ. Измерения с положительной и отрицательной спиральностями нейтронов чередовались через 40 секунд. Кроме того, через 30-40 часов менялся знак поляризации протонной мишени для контроля за возможными систематическими аппаратурными эффектами. Общее время измерения для каждого образца составляло 200-300 часов. Экспериментальный эффект пропускания определялся по формуле (3) из суммарных спектров, полученных для разных спиральностей. На рисунке для примера приведен один из спектров, полученный за 50 часов измерения, и суммарный эффект пропускания для ^{111}Cd .

Найденные значения \mathcal{E} в области резонанса использовались для определения $\mathcal{P}(E_p)$ согласно соотношению (4). При этом $\mathcal{E}_p(E)$ описывалось формулой Брайта-Вигнера с учетом, когда это требовалось, уширения резонанса за счет эффекта Доплера и разрешения спектрометра. Зависимость полных сечений от спиральности нейтронов была исследована для 14 резонансов ядер ^{81}Br , ^{93}Nb , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{127}I , ^{139}La , ^{145}Nd , ^{238}U . В большинстве случаев эти резонансы можно отнести к p -волновым лишь в силу малости их нейтронных ширин (на $3-4$ порядка меньше, чем соответствующие средние нейтронные ширины S -резонансов). Полученные в результате обработки экспериментальных данных значения $\mathcal{P}(E_p)$ приведены в табл. I. Для четырех резонансов ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{139}La надежно обнаружен эффект несохранения четности. Особенно большой эффект в резонансе $0,75$ эв ^{139}La , для которого резонансные сечения для разной спиральности отличаются на 15%. В остальных случаях в пределах экспериментальной точности эффект не обнаружен. Причиной этого может служить как малость эффекта, так и его отсутствие, если резонанс не является p -волновым или имеет спин, не подходящий для смешивания с S -резонансом. Если известно, с каким S -резонансом смешивается



Участок спектра по времени пролета (сверху) и эффект пропускания (снизу) для ^{111}Cd . Стрелки с цифрами сверху - положения и энергии p -резонансов, E - энергия нейтронов в эВ, t - время пролета.

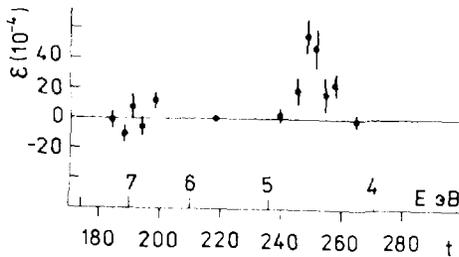


Таблица I

Ядро	E_p , эВ	Γ_p , эВ	$g\Gamma_p^n$, эВ	$\mathcal{P}(E_p) \times 10^{-3}$	$\langle P_{11}W_{15} \rangle$, эВ
^{81}Br	$0,88 \pm 0,01$	190 ± 20	$0,058 \pm 0,003$	24 ± 4	$3,0 \pm 0,5$
^{93}Nb	$35,9 \pm 0,1$	209 ± 50	56 ± 5	$2,0 \pm 1,7$	$13,2 \pm 11,2$
	$42,3 \pm 0,1$	222 ± 40	43 ± 3	$0,3 \pm 2,4$	$0,4 \pm 3,5$
^{111}Cd	$4,53 \pm 0,03$	163 ± 10	$1,07 \pm 0,05$	$-8,6 \pm 1,2$	$0,84 \pm 0,12$
	$6,94 \pm 0,07$	143 ± 13	$1,08 \pm 0,08$	$1,8 \pm 1,8$	-
^{117}Sn	$1,33 \pm 0,01$	230 ± 20	$0,19 \pm 0,015$	$4,5 \pm 1,3$	$0,38 \pm 0,1$
	$7,6 \pm 0,1$	130 ± 20	$0,13 \pm 0,02$	$11,2 \pm 8,0$	-
^{127}I	$10,4 \pm 0,1$	90 ± 10	$3,2 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,4$	-
	$14,0 \pm 0,2$	90 ± 10	$1,5 \pm 0,2$	$1,3 \pm 1,0$	-
^{139}La	$0,75 \pm 0,01$	45 ± 5	$0,036 \pm 0,003$	73 ± 5	$1,28 \pm 0,12$
^{145}Nd	$2,05 \pm 0,02$	$(60 \pm)$	$0,5 \pm 0,1$	$-0,11 \pm 0,4$	-
	$4,41 \pm 0,01$	(25)	$0,111 \pm 0,002$	$1,7 \pm 1,7$	-
	$11,32 \pm 0,02$	(25)	$0,35 \pm 0,06$	$1,7 \pm 1,7$	-
^{238}U	$19,50 \pm 0,02$	(25)	$1,4 \pm 0,7$	$0 \pm 0,7$	-

вается данный P -резонанс и известны параметры S -резонанса, то, пользуясь соотношением (2), можно найти значение соответствующего матричного элемента. Однако отсутствие данных о спинах P -резонансов не позволяет находить эту величину однозначно. В табл. I для резонансов, у которых обнаружен P -нечетный эффект, приведены значения матричных элементов, рассчитанных в предположении, что данный P -резонанс смешивается с ближайшим наиболее сильным S -резонансом. Указанной выше неоднозначности нет у резонансов $N\beta$, для которых спины известны и подходят для смешивания. К сожалению, эффекты на этих резонансах не обнаружены, и в табл. I даны лишь верхние оценки матричных элементов.

Интересно сравнить наши значения $P(E_p)$ с результатами измерений, выполненных на тепловых нейтронах P_{th}^* . Эти значения связаны соотношением

$$P_{th} = P(E_p) \frac{\delta_0}{\delta_{th}} \left(\frac{\Gamma_p}{2E_p} \right)^2, \quad (5)$$

где δ_0 - сечение в максимуме резонанса, а δ_{th} - полное сечение в тепловой области. В табл. 2 приведены наши значения δ_0 и $P(E_p)$, значение δ_{th} и P_{th} из работ [3,4], а также значения P_{th}^* , рассчитанные по соотношению (5). Согласно результатам можно считать

Ядро	E_p , эВ	δ_0 , барн	$P(E_p)^*$ $\times 10^{-3}$	δ , барн	P_{th}^* $\times 10^{-6}$	P_{th}^* 10^{-6}
117 S_n	1,33	$1,6 \pm 0,2$	$4,5 \pm 1,3$	$3,7 \pm 0,4$	$6,2 \pm 0,7$	$14,5 \pm 5,5$
139 Lq	0,75	$2,8 \pm 0,4$	73 ± 5	$19,6 \pm 2,0$	$9,0 \pm 1,4$	$9,3 \pm 2,9$
81 Bz	0,88	$0,9 \pm 0,1$	24 ± 4	$15,5 \pm 1,5$	$19,6 \pm 2,0$	$16,2 \pm 5,1$

достаточно хорошим, если учесть, что P_{th} и $P(E_p)$ различаются на 3 порядка и более. Результаты, полученные в данной работе, подтверждают основные положения теоретической модели работы [2].

Список литературы

1. Forte M. e.a. Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.2088.
2. Сушков О.П., Фламбаум В.В. - Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.377.
3. Колосенко Е.А. e.a. Phys. Lett., 1981, v.107B, p.272.
4. Весна В.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, вып.8, с.351.
5. Алфименков В.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с.308.
6. Алфименков В.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с.42.
7. Алфименков В.П. и др. - ОИЯИ, Р3-82-86, Дубна, 1982.
8. Франк И.М. - ЭЧАЯ, 1972, 2, вып.4, с.805.

НАРУШАЮЩАЯ И СОХРАНЯЮЩАЯ ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ЧЕТНОСТЬ АСИММЕТРИЯ ВЫЛЕТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ МЕДЛЕННЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Г.В.Вальский, Т.К.Звездкина, Д.В.Николаев, Г.А.Петров,
Ю.С.Плева, В.И.Петрова, В.А.Ткавин

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Измерены коэффициенты P-четной и P-нечетной асимметрии вылета осколков деления ^{233}U медленными поляризованными нейтронами с $\lambda = (2.5 + 0.5) \text{ \AA}$. Впервые обнаружен монотонный рост с энергией коэффициента P-четной асимметрии и изменение знака коэффициента P-нечетной асимметрии вблизи слабого резонанса с энергией 0.17 эВ.

It has been observed the P-even asymmetry coefficient monotonous raising as a function of neutron energy and P-odd asymmetry coefficient sign changing near the neutron energy 0.17 eV.

Введение

В настоящее время принято считать, что нарушающая пространственную четность асимметрия вылета осколков деления тяжелых ядер медленными поляризованными нейтронами [1] возникает в результате смешивания под действием слабого нуклон-нуклонного взаимодействия компаунд-состояний противоположной четности [2,3]. Такая картина явления приводит к ряду следствий, доступных для экспериментальной проверки, в частности, ожидается характерное энергетическое поведение коэффициента P-нечетной асимметрии в окрестностях примесного P-волнового резонанса.

С другой стороны, P-четная асимметрия вылета осколков, по-видимому, обязана существованию интерференции S- и P-волн при поглощении нейтронов и, в общем случае, должна расти с энергией в соответствии с ростом вклада P-волны.

Экспериментальной проверке этих выводов теории и посвящена наша работа, в которой в качестве объекта исследования выбрано ядро ^{233}U , свойства которого делают его по ряду соображений удобным

для подобных экспериментов. Для этого ядра обнаружены относительно большие величины коэффициентов Р-четной и Р-нечетной асимметрии вылета осколков деления, а в низкоэнергетической области имеется слабый нейтронный резонанс неизвестной природы ($2g \Gamma_n = 0.00020 \pm 0.00004$ мэВ).

Следует отметить, что отсутствие информации о положении и характеристиках низколежащих Р-резонансов в тяжелых делящихся ядрах, а иногда и неполная информация о свойствах S-резонансов сильно затрудняют как планирование таких экспериментов, так и анализ получаемых данных.

Метод измерений и основные результаты.

Экспериментально измеряемый коэффициент Р-нечетной асимметрии вылета осколков деления представляет из себя следующую величину:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\Lambda}^{+} - N_{\Lambda}^{-}}{N_{\Lambda}^{+} + N_{\Lambda}^{-}} \quad ; \text{ где } N_{\Lambda}^{+} \text{ и } N_{\Lambda}^{-} - \text{ скорости}$$

счета "легких" осколков деления, вылетающих соответственно по и против направления поперечной поляризации пучка нейтронов.

При измерениях Р-четной асимметрии ее коэффициент вычисляется по этой же формуле, но под N_{Λ}^{+} и N_{Λ}^{-} следует понимать скорости счета "легких" осколков, вылетающих соответственно влево и вправо от плоскости, образованной направлениями поляризации и импульса нейтронов.

Монохроматические поляризованные нейтроны были получены при помощи кристалл-дифракционного монохроматора с поляризующим намагниченным кристаллом из сплава Гейслера [4].

Осколки деления регистрировались и разделялись на "легкую" и "тяжелую" группы при помощи газового сцинтилляционного спектрометра на ксеноне [4].

Возможная приборная асимметрия тщательно устранялась и непрерывно контролировалась по знаковой и численной корреляции величин коэффициентов асимметрии, получаемых на различных ячейках газового сцинтилляционного спектрометра. Кроме того, в отдельном эксперименте были выполнены измерения с неполяризованными пучками нейтронов, полученными при отражении от кристалла графита (все остальные условия эксперимента при этом оставались подобными основным измерениям). Экспериментальные величины коэффициентов асимметрии далее поправлялись на конечный телесный угол регистрации осколков деления ($\cos \theta \approx 0.5$), поляризацию нейтронного пучка (Р=0.9), возможное смешивание осколков "легкой" и "тяжелой" групп, фон некоге-

рентно рассеянных нейтронов (~13%) и вклад высших порядков отражения нейтронов от кристалла монохроматора. Следует отметить, что из всех вносимых поправок только две последние зависят от энергии нейтронов, но и они в сумме не превышали 13% в самом худшем случае.

Накопление данных, их сортировка и предварительная обработка, а также общее управление экспериментом осуществлялись измерительно-вычислительной системой, выполненной в стандарте КАМАК на базе ЭВМ СМ-4.

Основные результаты измерений коэффициентов Р-нечетной α_{nf} и Р-четной α_{nf}^{2c} асимметрии вылета осколков деления вместе с результатами измерений с неполяризованным нейтронным пучком (полузатемненные точки) представлены на рисунке. Все остальные детальные сведения о процедурах измерений и обработки данных приведены в наших предварительных публикациях [4,5].

Обсуждение результатов

Из рисунка хорошо видно, что коэффициенты α_{nf}^{2c} и α_{nf} обнаруживают совершенно разное энергетическое поведение в исследованной нами области. В целом энергетическое поведение коэффициента α_{nf}^{2c} удается удовлетворительно описать простой функцией вида $C\sqrt{E_n}$, возможно, с добавлением резонансного члена [3] (см. подгоночную кривую с коридором ошибок на рисунке).

Энергетическое поведение коэффициента α_{nf} обнаруживает характерную особенность с изменением знака, предсказываемую теорией [2,3] для области Р-резонанса. Проведенная в рамках работы [3] подгонка по МНК дает следующие наиболее вероятные характеристики для этого резонанса

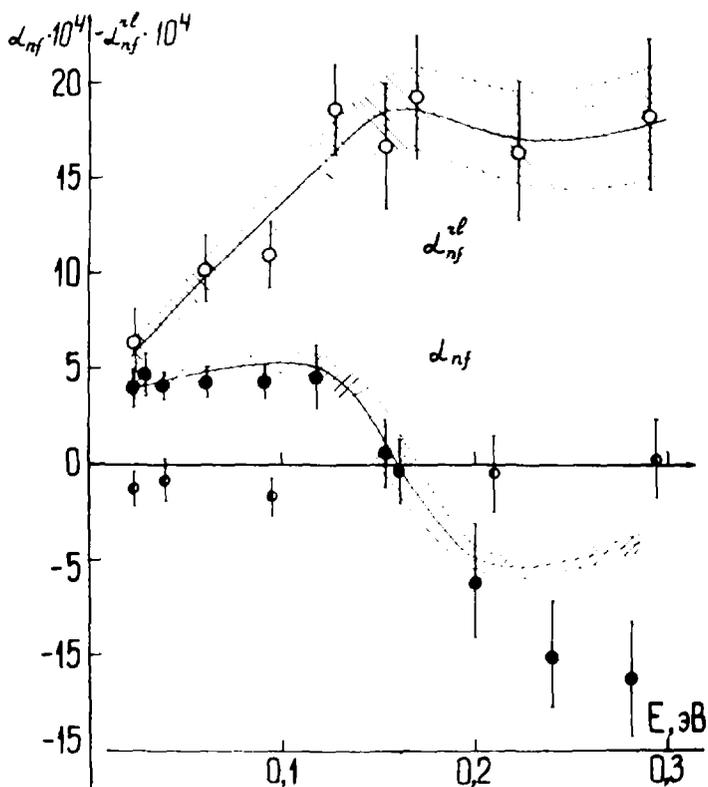
$$E_p = (0,157 \pm 0,014) \text{ эВ};$$

$$\Gamma_p = (0,154 \pm 0,053) \text{ эВ},$$

весьма близкие к характеристикам известного слабого резонанса ^{233}U ($E_p = 0,17 \pm 0,02 \text{ эВ}$, $\Gamma_p = 0,100 \pm 0,020 \text{ эВ}$). Подгонка обнаруживает очень слабую чувствительность к положению смешивающегося S-резонанса; для примера результат подгонки для S-резонанса с энергией ~ 0,3 эВ показан на рисунке.

В зависимости от выбранного близлежащего S'-резонанса и в предположении, что примесный Р-резонанс совпадает с известным слабым резонансом ^{233}U при энергии 0,17 эВ, для матричного элемента слабого взаимодействия можно получить следующую оценку:

$$\langle V \rangle \sim (1 + 6) \cdot 10^{-4} \text{ эВ}.$$



Подгонка по МНК энергетических зависимостей коэффициента P-нечетной ($\alpha_{nf}^{(o)}$) и лево-правой ($\alpha_{nf}^{(e)}$) асимметрии из работы [3] к экспериментальным данным. При подгонке к формуле работы [3] добавлен член, пропорциональный \sqrt{E} .

Фламбаум и Сушков [6] провели анализ наших предварительных данных в рамках своего теоретического подхода [2], отличающегося от подхода работы [3] наличием неопределенного фазового множителя. В результате анализа они пришли к выводу, что параметры примесного P-резонанса могут лежать в широком диапазоне величин:

$$0,1 \pm 0,5 \text{ эВ};$$

$$0,2 \pm 0,5 \text{ эВ},$$

однако мало вероятно, что известный слабый резонанс с энергией 0,1 эВ является примесным P-резонансом.

Для того чтобы окончательно решить вопрос о положении и других характеристиках смешивающихся резонансов противоположной четности, к настоящему времени, очевидно, еще недостаточно экспериментальных данных, а теоретические оценки страдают большой неопределенностью. Следует также помнить, что только при учете вкладов всех смешивающихся резонансов можно ожидать количественного согласия эксперимента и теории.

Сейчас важнее подчеркнуть то обстоятельство, что впервые получены экспериментальные подтверждения предсказаний теории о характерном энергетическом поведении коэффициентов Р-четной и Р-нечетной асимметрии разлета осколков деления. Поскольку эти предсказания исходят из вполне конкретного механизма смешивания состояний противоположной четности на стадии компаунд-ядра, то выполненные нами эксперименты можно рассматривать как подтверждение правильности предложенного в работах [2,3] механизма возникновения Р-нечетной и Р-четной асимметрии вылета осколков деления.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность всем своим коллегам, способствовавшим выполнению этой работы.

Список литературы

1. Г.В.Данилян и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, с.197.
2. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. УФН, 1982, т.136, с.3.
3. V.E.Bunakov, V.P.Gudkov. Preprint LPI-763, Leningrad, 1982.
4. Г.В.Вальский, Г.А.Петров и др. Препринт ЛИЯФ-708, Ленинград, 1981. Я.Ф., 1982, т.36, с.44.
5. Г.В.Вальский, Г.А.Петров и др. Препринт ЛИЯФ-796, Ленинград, 1982.
6. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 83-31, 1983.

Р-НЕЧЕТНАЯ АСИММЕТРИЯ В ПОЛНОМ СЕЧЕНИИ ^{233}U
ПРИ ЭНЕРГИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ 0,17 эВ
А.Я.Александрович, Г.В.Вальский, Д.В.Николаев,
Г.А.Петров, Ю.С.Плева, В.Е.Соколов

(Лияф им. Б.П.Константинова)

Исследовано пропускание продольно поляризованных нейтронов с энергией 0,17 эВ образцом ^{233}U . Для величины Р-нечётной асимметрии в полном сечении получено значение $P = -(1,52 \pm 1,26) \cdot 10^{-5}$. Эта величина сравнивается с теоретическими оценками при различных предположениях о параметрах смешивающихся резонансов.

The ^{233}U target transmission for the 0,17 eV polarized neutrons has been measured. The value of the p-odd asymmetry coefficient in total cross-section is equal to $P = -(1,52 \pm 1,26) \cdot 10^{-5}$. This figure has been discussed in the comparison with the theoretical predictions.

Введение

Постановка этого эксперимента стимулирована обнаружением в нашей работе [1] характерного энергетического поведения коэффициента Р-нечётной асимметрии вылета осколков деления ^{233}U медленными поляризованными нейтронами. Этот коэффициент обращается в ноль и меняет знак при энергии поляризованных нейтронов (0,157 ± 0,014) эВ [1], что по современным теоретическим представлениям [2,3,4] характерно для области примесного Р-резонанса. Точное энергетическое положение этого резонанса либо практически совпадает с точкой обращения в ноль коэффициента Р-нечётной асимметрии вылета осколков деления [1,3], либо может быть смещено по отношению к ней на различное расстояние, определяемое разностью фаз амплитуд смешивающихся резонансов [2,4]. В любом случае в месте расположения Р-резонанса ожидается резонансное усиление другого Р-нечётного эффекта - асимметрии в полном сечении взаимодействия продольно поляризованных нейтронов с ядрами ^{233}U . В этой работе предпринята первая попытка обнаружить такое усиление в предположении, что примесный Р-резонанс совпадает с известным слабым нейтронным резонансом ^{233}U с энергией 0,17 эВ. Соответству-

ющий коэффициент усиления Р-нечётной асимметрии в полном сечении при энергии Р-резонанса по сравнению с тепловой точкой ^[5,6] зависит от параметров смешивающихся резонансов и вариантов теории ^[2-4].

Метод измерений и обработки данных

В эксперименте сравнивались скорости счёта продольно поляризованных нейтронов с энергией 0.17 эВ после прохождения через образец ²³³U при двух противоположных направлениях поляризации. В результате вычислялась величина

$$\alpha = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = n\sigma \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = -n\sigma P, \quad (1)$$

где $\sigma^{(\pm)}$ - соответствующие сечения взаимодействия нейтронов с образцом, n - толщина образца. Основные требования к методам измерений и обработки данных определялись необходимой относительной точностью $\sim 10^{-6}$.

Поляризованные нейтроны с энергией 0.17 эВ и разрешением ~ 0.03 эВ были получены при помощи кристалл-дифракционного монохроматора ^[1]. Пучок нейтронов от монохроматора при помощи диафрагм и соленоидов с постоянным ведущим магнитным полем был расщеплён на две компоненты примерно равной интенсивности, но с противоположными направлениями поляризации (см. рисунок).

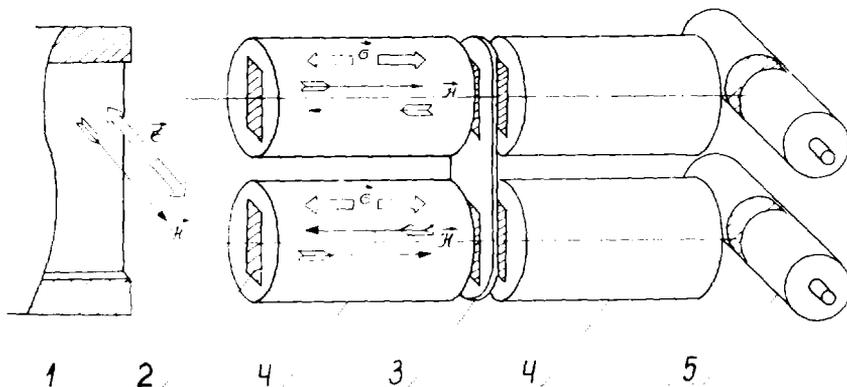


Схема проведения эксперимента по измерению Р-нечётной асимметрии в полном сечении ²³³U: 1 - выходной коллиматор монохроматора; 2 - профили сформированных компонент пучка, стрелками показаны направления ведущих магнитных полей и поляризации нейтронов в пучках; 3 - образец ²³³U в виде U₃O₈ (83% обогащения); 4 - соленоиды ведущего поля; 5 - нейтронные ³He-детекторы

В процессе измерений периодически реверсировались направления поляризации (~ 0.5 гц) и изменялись на противоположные направления ведущих магнитных полей. Если обозначить индексом $i = 1, 2$ направления ведущих магнитных полей в соленоидах, а индексом $k = 1, 2$ номер нейтронного счётчика, то можно написать следующие комбинации коэффициентов a_{ik} , вычисляемых по формуле (1):

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{экс}}^{(\pm)} &= 1/4 ((a_{11} - a_{12}) - (a_{21} - a_{22})); \\ \alpha_1 &= 1/4 ((a_{11} + a_{12}) - (a_{21} + a_{22})); \\ \alpha_2 &= 1/4 ((a_{11} - a_{12}) + (a_{21} - a_{22})); \\ \alpha_3 &= 1/4 (a_{11} + a_{12} + a_{21} + a_{22}). \end{aligned} \quad (2)$$

Вычисленные таким образом коэффициенты α определяют соответственно искомый эффект $\alpha^{(\pm)}$, нестабильность интенсивности нейтронного пучка α_1 , возможное изменение интенсивностей компонент пучка из-за переключения направления поляризации α_2 и полную нестабильность α_3 . Такая организация эксперимента, ранее применявшаяся в работе [7], позволяла существенно (примерно на порядок) уменьшить влияние возможных нестабильностей на искомый эффект. Отдельно выполненные тестовые эксперименты подтвердили эффективность принятых мер и правильность работы установки в целом.

Сортировка и накопление информации, а также общее управление экспериментом выполнялись системой электроники в стандарте КАМАК с ЭВМ "Электроника - 100".

Результаты измерений и их обсуждение

В результате было выполнено 55 серий измерений длительностей от 12 до 24 часов каждая. Окончательные данные, полученные после усреднения результатов отдельных серий измерений представлены в таблице I.

Таблица I.

Коэффициент	$\alpha_{\text{экс}}^{(\pm)} \cdot 10^5$	$\alpha_1 \cdot 10^5$	$\alpha_2 \cdot 10^5$	$\alpha_3 \cdot 10^5$
Среднее значение	$0,50 \pm 0,42$	$-0,42 \pm 0,42$	$0,20 \pm 0,42$	$0,33 \pm 0,42$
χ^2	$1,0 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$

После введения поправок на степень поляризации ($P \approx 0,9$), химический состав образца ($\gamma \approx 0,98$), коэффициент фона ($K_f \approx 0,93$) и коэффициент пропускания ($\eta \approx 0,4$) искомая величина P -нечётной асимметрии в полном сечении оказывается равной

$$P = - (1,52 \pm 1,26) \cdot 10^{-5}$$

или при 90 % уровне достоверности

$$|P| \leq 3,5 \cdot 10^{-5}$$

В работах [5,6] коэффициент P измерялся для нейтронов тепловых энергий и на 90 % уровне достоверности были получены следующие верхние пределы:

$$|P| < 1,5 \cdot 10^{-6}, \quad \bar{E}_n \approx 0,01 \text{ эВ}; [5]$$

$$|P| < 1,0 \cdot 10^{-6}, \quad \bar{E}_n \approx 0,025 \text{ эВ}. [6]$$

Эти значения можно сравнить с теоретическими оценками в рамках теоретических подходов [2] и [3]. Авторы работ [2,4] в предположении средних величин параметров P -резонанса при тепловых энергиях нейтронов дают оценку

$$|P| \sim 0,5 \cdot 10^{-6}$$

Авторы работы [3], предполагая P -волновую природу резонанса 0,17 эВ и соответствующие величины матричных элементов слабого взаимодействия из работы [1], дают следующие оценки коэффициента P для двух значений спинов компаунд-ядра ^{234}U :

Таблица 2.

E_s , эВ	P (0,010 эВ)		P (0,17 эВ)		Предел на P (0,17 эВ) из [14]
	$I - 1/2$	$I + 1/2$	$I - 1/2$	$I + 1/2$	
- 2,8	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$< 9,8 \cdot 10^{-5}$
- 1,0	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$< 8,0 \cdot 10^{-5}$
- 0,3	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$8,8 \cdot 10^{-7}$	$4,1 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$< 2,0 \cdot 10^{-5}$
1,55	$9,4 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$< 4,5 \cdot 10^{-5}$
1,79	$9,6 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$8,8 \cdot 10^{-5}$	$< 5,6 \cdot 10^{-5}$
2,17	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$8,6 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$< 6,1 \cdot 10^{-5}$
2,29	$8,1 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$< 6,7 \cdot 10^{-5}$

Сравнение всех экспериментальных величин P с теоретическими оценками показывает, что они вполне совместимы, в том числе и при естественном предположении о P -волновой природе известного слабого резонанса 0,17 эВ. Анализ таблицы 2 совместно с экспериментальными данными

по Р позволяет заключить, что спины смешивающихся резонансов вероятнее всего равны 3. Однако, учитывая известную неоднозначность теоретических оценок и ещё недостаточную статистическую точность Р (0,17 эВ), делать окончательные выводы представляется преждевременным.

Авторы благодарны В.П.Гудкову за расчёты данных таблицы 2, сотрудникам группы В.М.Лобашёва за предоставление мишени ²³³У, А.К.Петухову за помощь при разработке методики, С.П.Голосовской за подготовку материалов к печати.

Список литературы

1. Г.В.Вальский, Г.А.Петров и др. Препринт ЛИЯФ, 1982 № 796.
2. О.П.Сушков В.В.Фламбаум. УФН, 1982, 136, 3.
3. В.П.Гудков, В.Е.Бунаков. Препринт ЛИЯФ, 1982, № 763.
4. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1983, №83-31.
5. В.А.Весна, Э.А.Коломенский, В.М.Лобашёв и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 410.
6. Л.Н.Бондаренко, Г.И.Данилян и др. Доклад на Сессии ОЯФ АН СССР, 1983.
7. Kolomoienaky E.A. e.a. Phys. Lettr., 1981, 107B, p.322.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА
P-НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
ОТ МАСС И ПОЛНЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ

А.Я.Александрович, Т.К.Звездкина, Д.В.Николаев,
Г.А.Петров, А.К.Петухов, Ю.С.Плева

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Измерен коэффициент P-нечётной асимметрии для выделенных интервалов масс и энергий осколков деления ^{233}U . Зависимость $\alpha(M, E)$ искалась в виде разложения в ряд. Коэффициенты при линейных членах оказались равными: $\alpha_1 = (4.43 \pm 0.100) \times 10^{-4}$, $\alpha_2 = (0.030 \pm 0.021) \cdot 10^{-4}$ 1/а.е.м., $\alpha_3 = (0.010 \pm 0.011) \cdot 10^{-4}$ 1/МэВ.

The P-odd fragment emission asymmetry coefficient has been measured. The asymmetry coefficient dependence on the fragment masses and energies has been fitted by the $\alpha(M, E)$ expansion. The proper coefficients of such expansion are equal: $\alpha_1 = (4.43 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$, $\alpha_2 = (0.030 \pm 0.021) \cdot 10^{-4}$ 1/amu, $\alpha_3 = (0.010 \pm 0.011) \cdot 10^{-4}$ 1/MeV.

Введение

Нарушающая пространственную чётность асимметрия разлёта осколков деления тяжёлых ядер медленными поляризованными нейтронами [1] в рамках современных теоретических представлений [2,3] возникает в результате смешивания под действием слабых межнуклонных сил состояний компаунд-ядра с противоположной чётностью.

Естественно, что при таком механизме в первом приближении трудно ожидать какой-либо определённой связи между коэффициентом P-нечётной асимметрии и характеристиками продуктов деления, которые, вероятно, формируются уже на более поздних стадиях процесса деления. В нашей работе предпринята первая попытка исследовать возможность систематической зависимости коэффициента P-нечётной асимметрии от таких характеристик продуктов деления, как масса и суммарная кинетическая энергия осколков.

Методика измерений и основные результаты

Схема эксперимента представлена на рис.1. Задача эксперимента состояла в сравнении с относительной точностью $\sim 10^{-5}$ выходов осколков с массами и энергиями в выбранных интервалах при двух противополо-

ложных направлениях вылета "лёгких" ("тяжёлых") осколков относительно направления поперечной поляризации нейтронного пучка. Таким образом, измеренный коэффициент асимметрии выражается через соответствующие скорости счёта событий следующим образом:

$$d_{\text{эксп}}^{(i)} = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-}.$$

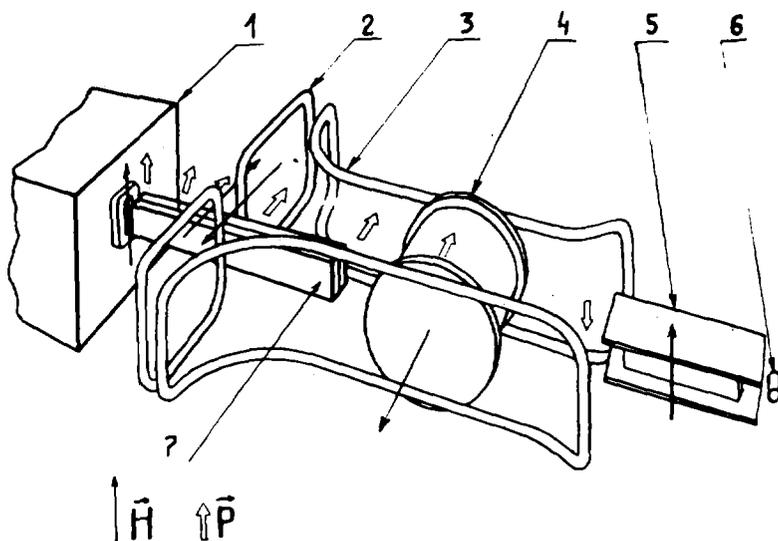


Рис.1. Схема эксперимента: 1-полярирующий нейтронвод; 2-неадиабатический флиппер; 3-катушки ведущего магнитного поля; 4-камера деления; 5-анализатор поляризации; 6-нейтронный счётчик.

В эксперименте при помощи полупроводниковых детекторов (ПД) или двойной ионизационной камеры (ИК) измерялись энергетические спектры (E_1 x E_2) совпадающих осколков при двух направлениях поляризации нейтронов. Далее такие матрицы в предположении двухчастичного механизма реакции деления могут быть сравнительно легко преобразованы в матрицу (M x E).

Основная трудность таких экспериментов состоит в необходимости надёжного устранения и систематического контроля возможных приборных искажений формы энергетических и массовых распределений или их смещений при измерениях с разными направлениями поляризации нейтронного пучка. Так, например, из-за крутых спадов кривой вы-

ходов масс (см. рис. 2). смещение центров тяжести распределений даже без искажений формы всего на $\sim 10^{-5}$ приводит к появлению приборного наклона прямой $\alpha(M) \sim 3 \cdot 10^{-6}$ I/ а.е.м.

Для того чтобы максимально уменьшить возможные приборные эффекты, в нашей работе был разработан и реализован ряд специальных мер, в частности: специально выбранная последовательность переключений направления поляризации нейтронов, оптоэлектронная связь исполнительных элементов управления поляризацией с системой регистрации и ЭВМ, периодические измерения эффекта с деполаризованным пучком нейтронов, повторное выполнение одних и тех же измерений на двух разных экспериментальных установках, включая смену типов детекторов. С целью постоянного контроля возможной приборной асимметрии был использован метод периодического измерения направления ведущего магнитного поля на мишень (рис. 1). Это приводило к изменению знака исходной поляризации нейтронного пучка, а значит, при прочих равных условиях и знака измеряемого физического эффекта. Знак возможных приборных эффектов, не связанных с направлением слабого ведущего магнитного поля, при этом не должен меняться. Таким образом, вычитая и складывая результаты таких измерений с противоположными направлениями магнитных полей, можно получить удвоенную величину коэффициента асимметрии без возможного приборного эффекта и отдельно контроль величины и формы этого эффекта. Обычно приборный эффект в пределах ошибок измерений отсутствовал, однако, было показано, что даже, если его ввести искусственно, он подавляется более чем на порядок при таком методе обработки.

Основные результаты экспериментов в виде значений коэффициентов разложения $\alpha(M, E)$ представлены в таблице и иллюстрированы на рис. 2. При анализе рис. 2 следует иметь в виду, что экспериментальные точки с ошибками представлены только для иллюстрации, а реальная подгонка коэффициентов разложения велась по двумерным матрицам $(E_1 \times E_2)$ размерностью (32×32) каналов. В представленные коэффициенты разложения внесены все необходимые поправки. Анализ данных показывает, что статистически значимой зависимости коэффициента P-нечётной асимметрии вылета осколков деления ^{233}U от масс и полных кинетических энергий в нашем эксперименте не наблюдается. Это обстоятельство можно рассматривать как подтверждение современных теоретических представлений о механизме возникновения P-нечётной асимметрии вылета осколков деления. В заключение авторы выражают свою благодарность всем лицам, способствовавшим выполнению этой работы.

Детектор	α_i	Поляризованный пучок	Деполаризованный пучок	Приборная асимметрия
П П Д	d_1	$4,660 \pm 0,150$	-	$0,230 \pm 0,150$
	d_2	$0,022 \pm 0,030$	-	$0,006 \pm 0,030$
	d_3	$-0,004 \pm 0,016$	-	$0,006 \pm 0,016$
И К	α_1	$4,210 \pm 0,140$	$0,210 \pm 0,160$	$-0,130 \pm 0,140$
	α_2	$0,045 \pm 0,028$	$0,002 \pm 0,028$	$0,004 \pm 0,028$
	α_3	$0,023 \pm 0,015$	$-0,026 \pm 0,017$	$0,022 \pm 0,015$
— α_i	d_1	$4,430 \pm 0,100$	$0,210 \pm 0,160$	$0,050 \pm 0,100$
	d_2	$0,030 \pm 0,021$	$0,002 \pm 0,028$	$0,004 \pm 0,021$
	d_3	$0,010 \pm 0,011$	$-0,026 \pm 0,017$	$0,014 \pm 0,011$

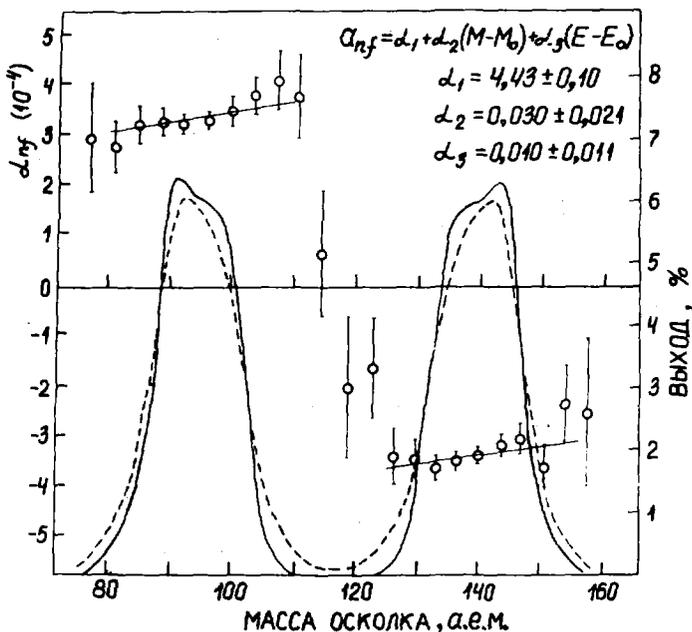


Рис.2. Результаты исследования массовой и энергетической зависимости коэффициента P-нечётной асимметрии вылета осколков. Сплошной линией показаны выходы осколков деления при массовом разрешении ~ 2 а.е.м., пунктирной линией показаны выходы осколков, измеренные в этой работе за 4 месяца непрерывных измерений ($\Delta M_{1/2} \sim 6.8$ а.е. м.)

Список литературы

1. Г.В.Данилян и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, с.197.
2. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. УФН, 1982, т.136, вып.1, с.3.
3. V.E.Bunakov, V.P.Gudkov. Preprint LINF N763, 1982.

ЭФФЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ
В РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Г.А.Лобов

(ИТЭФ)

Показано, что эффекты несохранения четности - асимметрия испускания α -частиц при захвате ядрами продольно-поляризованных нуклонов и циркулярная поляризация фотонов в рассеянии неполяризованных нуклонов ядрами значительно усилены по сравнению с одночастичной оценкой, если в состояниях компаунд-ядер имеются P-резонансы при энергии, близкой к энергии нуклона.

It is shown effects parity nonconservation - asymmetry emission α -particles in capture by nuclei longitudinal - polarized nucleons and circular polarization of photons in the scattering unpolarized nucleons by nuclei - considerably enhanced as compared to single-particle estimation when compound - nuclear states contain P-resonances closed to the energy of nucleon.

В работах [1] впервые было показано, что эффекты несохранения четности (ЭНЧ) в резонансном взаимодействии нуклонов с ядрами и, в частности, такой из них, как циркулярная поляризация фотонов, испускаемых при захвате ядрами неполяризованных нуклонов, могут быть значительно усилены по сравнению с одночастичной оценкой вблизи P-волновых резонансов. Измерение циркулярной поляризации фотонов эквивалентно измерению равенности сечений рассеяния нуклонов, продольно-поляризованных по (и против) импульсу, поскольку эти два ЭНЧ пропорциональны друг другу. Экспериментальные исследования ЭНЧ в резонансном взаимодействии нейтронов с ядрами начались лишь в последнее время. Это привело к тому, что работы [1] в свое время остались без внимания и были "открыты" заново совсем недавно [2].

Рассмотрим рассеяние нейтронов с энергией E , близкой к энергии резонансного P-состояния компаунд-ядра. Смешивание S - и P-состояний компаунд-ядра определяется матричным элементом гамильтониана слабого взаимодействия $\langle P | H_w | S \rangle$. Существует простая

связь между двумя ЭНЧ - циркулярной поляризации P_γ фотонов, испускаемых при захвате ядром неполяризованных нейтронов и асимметрией A_n сечения захвата ядром продольно-поляризованных нейтронов с различными спиральностями $\lambda = (\vec{s}_n \vec{n}_n) = \pm 1$, если конечные состояния одинаковы

$$P_\gamma = CA_n (\vec{n}_n \vec{n}_\gamma), \quad (1)$$

где \vec{n}_n , \vec{n}_γ , \vec{s}_n - единичные векторы вдоль импульсов нейтрона, фотона и спина нейтрона, C - фактор, зависящий от моментов. Асимметрия A_n определяется при этом выражением

$$\sigma_\lambda = \sigma_0 (1 + \lambda A_n), \quad \sigma_0 = \frac{\pi}{k^2} \frac{g_n^{\Gamma^P}(k) \Gamma^P}{(E - E_P)^2 + \frac{(\Gamma^P)^2}{4}}$$

σ_0 - сечение резонансного рассеяния неполяризованных нейтронов

$$A_n(E) = 2 \sqrt{\frac{\Gamma_n^S(k)}{\Gamma_n^P(k)}} \operatorname{Re} \frac{\langle P | H_w | S \rangle}{E - E_S + \frac{i}{2} \Gamma^S}, \quad (2)$$

где Γ_n^P , Γ_n^S - парциальные нейтронные ширины P и S -резонансов, k - импульс нейтрона.

Для ядер с $A \geq 100$ и нейтронов с $E \sim 1 + 10$ эВ, $\sqrt{\Gamma_n^S / \Gamma_n^P} \sim (kR)^{-1} \sim 10^2 \div 10^3$, $\langle P | H_w | S \rangle / E_P - E_S \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$, так что ожидаемые ЭНЧ могут достигать $10^{-2} + 10^{-1}$ при энергиях нейтронов вблизи P -резонансов компаунд-ядер. Эти оценки представляют широкие экспериментальные возможности для исследования ЭНЧ в тяжелых ядрах, где известно существование большого числа P -резонансов. Результаты экспериментальных исследований асимметрии сечений A_n в рассеянии продольно-поляризованных резонансных нейтронов с $E \sim 1 + 10$ эВ на ядрах ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{139}La , ^{127}I , ^{238}U приведены в работе [3]. За исключением двух последних ядер, для которых в пределах экспериментальной точности ЭНЧ не обнаружено, для остальных ядер получено $A_n \sim 10^{-2} + 10^{-1}$. Из этих результатов следует, что матричные элементы слабого взаимодействия, определяющие смешивание S и P -состояний компаунд-ядер имеют

один порядок величины $\langle P|H_w|S \rangle \sim 10^{-8}$ эВ. Эти результаты интересно сравнить с асимметрией A_p дифференциального сечения рассеяния продольно-поляризованных протонов с энергией $E = 670$ кэВ в реакции $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha)^{16}\text{O}$ [14]:

$$A_p = \sqrt{\frac{8}{3}} \sqrt{\frac{\Gamma^S}{\Gamma^P}} \operatorname{Re} \frac{\langle P|H_w|S \rangle e^{i\delta}}{E - E_S + \frac{i}{2} \Gamma^S} = (6.6 \pm 2.4) \cdot 10^{-3} \quad (8)$$

где δ - разность фаз рассеяния в S - и P -состояниях. Используя характеристики резонансных S - и P -состояний компаунд-ядра ^{20}Ne [4], получим $\langle P|H_w|S \rangle \approx 0.8$ эВ, что примерно на три порядка больше соответствующих матричных элементов в ЭНЧ в резонансном рассеянии нейтронов [8]. Этот результат является следствием того, что компаунд-состояния в резонансном рассеянии нейтронов являются существенно многочастичными. Их матричные элементы подавлены по сравнению с одночастичным матричным элементом в процессе $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha)^{16}\text{O}$ в $(\omega/D)^{1/2}$ раз ($\omega \sim 1$ МэВ - расстояние между одночастичными уровнями противоположной четности, $D \sim 10 + 100$ эВ - расстояние между уровнями компаунд-ядер с $A \gtrsim 100$).

Исследование ЭНЧ в резонансном взаимодействии нейтронов (и вообще нуклонов) с ядрами позволяет получить такие характеристики резонансных состояний компаунд-ядер, как E_p , Γ^P , g^P , и данные об их многочастичной или одночастичной структуре, которые зачастую не могут быть получены другими методами.

Можно сопоставить резонансные значения $A_n(E_p)$ [3] с результатами измерений A_n для тепловых нейтронов [5], используя связь между ними:

$$A_n = A_n(E_p) \frac{\sigma_0}{\sigma} \left(\frac{\Gamma^P}{2E_p} \right)^2, \quad (4)$$

где σ_0 - резонансное сечение в максимуме P -резонанса, σ - полное сечение.

Сравнение показывает, что согласно между этими величинами хорошее, несмотря на то, что они различаются на три порядка и более. Этот результат может служить критерием правильности рассматриваемо-

го теоретического подхода к описанию ЭНЧ.

Дальнейшее исследование ЭНЧ как в легких, так и в тяжелых ядрах, несомненно, приведет к более глубокому пониманию динамики процессов в возбужденных состояниях ядер и в слабом взаимодействии нуклонов.

Список литературы

1. Карманов В.А., Лобов Г.А. Письма в ЖЭТФ 10, 332 (1969)
Лобов Г.А. Известия АН СССР (сер. физич.) 34, 1141 (1970)
2. Сужков О.П., Фламбаум В.В. Письма в ЖЭТФ 32, 377 (1980)
L. Stodolsky. Phys. Lett., 96B, 127 (1980).
Лобов Г.А. Препринт ИТЭФ № 45 (1981), № 20, № 95 (1982)
3. Алфименков В.П. и др. Препринт ОИЯИ Р8-82-411 (1982)
4. Ohlert J. e.a. Phys. Rev. PLett., 47, 475 (1981).
5. Колосовская Е.А. e.a. Phys. Lett., 107B, 272 (1981).
Весна В.А. и др. Письма в ЖЭТФ 35, 351 (1982).

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
С ТЕПЛОВЫМИ И РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В.Е.Бунаков, В.П.Гудков

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Получены общие факторы усиления P-нечетных эффектов в реакциях с нейтронами: фактор динамического усиления, резонансного усиления и структурные факторы по входному и выходному каналам реакции. Обсуждается соотношение между величинами различных эффектов в тепловой области и в окрестности резонансов.

General enhancement factors of P-violating effects are considered in neutron induced reactions: the dynamical enhancement, resonance enhancement and structural factors of the entrance and exit channels.

В настоящей работе рассмотрены следующие эффекты, обусловленные несохранением четности в ядерных реакциях с нейтронами: разность дифференциальных сечений Δ_{nf} выхода частиц в канале f по (и против) направлению поляризации входных нейтронов; угол поворота плоскости поляризации $d\phi/dz$ первоначально поляризованного пучка нейтронов на единицу длины образца; разность полных сечений для нейтронов положительной и отрицательной спиральности Δ_{tot} (см., например, [1] и ссылки в ней).

Ограничиваясь случаем реакций, идущих через компаунд-ядро, в первом порядке теории возмущений по слабому взаимодействию получим [1]:

$$\Delta_{nf} = \frac{2\pi}{K^2} \frac{\sqrt{(\Gamma_s^+ \Gamma_p^+)^{1/2}} [(E-E_p)\Gamma_s^n - (E-E_s)\Gamma_p^n]}{[(E-E_s)^2 + \Gamma_s^2/4][E-E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]}, \quad (1)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{4\pi N}{K^2} \frac{\sqrt{(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}} [(E-E_s)(E-E_p) - \Gamma_s \Gamma_p/4]}{[(E-E_s)^2 + \Gamma_s^2/4][E-E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]}, \quad (2)$$

$$\Delta_{tot} = - \frac{2\pi \sqrt{\Gamma_s^n \Gamma_p^n}^{1/2} [(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s]}{K^2 [(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4][(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]} \quad (3)$$

Здесь мы для простоты ограничились случаем одного S - и одного p - резонанса ($\Gamma_{s,p}^n$, $\Gamma_{s,p}^f$, $\Gamma_{s,p}$ и $E_{s,p}$ - соответственно их нейтронные, парциальные по каналу f , полные ширины и энергии), K - волновой вектор налетающего нейтрона, E - энергия нейтрона, $\sqrt{\quad}$ - матричный элемент слабого взаимодействия. Спиновые множители, не влияющие на энергетическую зависимость, мы опускаем (их явный вид приведен в [1,2]). Для получения выражения (1) мы пользовались оценкой [1], дающей нулевую разность фаз для соседних парциальных амплитуд в выходящем канале f . Легко идет (см., например, [1]), что даже для реакций, где это условие не выполняется, все результаты останутся справедливыми. Единственное изменение будет в смещении точки пересечения нуля величины Δ_{nf} из точки p - резонанса.

Основной целью данной работы является выделение и изучение общих факторов усиления всех P -нечетных величин в ядерных реакциях с нейтронами. Заметим, что для нарушения четности в γ -переходах давно были известны факторы [3,4] динамического и структурного усиления. Возможность усиления P -нечетных эффектов в изолированных компаунд p -резонансах рассматривалась в работах [5-7]. Численные оценки этого усиления для величин $d\phi/dz$ и Δ_{tot} (см. [6]) стимулировали ряд экспериментальных работ [8,9], подтвердивших наличие эффекта.

Мы рассмотрим общий случай асимметрии любой реакции в неупругом канале f [см. замечание по поводу (1)] параллельно с величинами $d\phi/dz$ и Δ_{tot} . Типичные значения этих величин вдали от резонансов ($E = (E_s + E_p)/2$):

$$\overline{\Delta_{nf}} \approx \frac{16\pi}{K^2} \frac{\sqrt{\Gamma_s^n \Gamma_p^n}}{D} \frac{\sqrt{\Gamma_s^f \Gamma_p^f}}{D}, \quad (4)$$

$$\overline{\frac{d\phi}{dz}} \approx \frac{16\pi N}{K^2} \frac{\sqrt{\Gamma_s^n \Gamma_p^n}}{D}, \quad (5)$$

$$\overline{\Delta_{tot}} \sim \frac{8\pi}{K^2} \frac{\sqrt{\Gamma_s^n \Gamma_p^n}}{D} \frac{\Gamma}{D}, \quad (6)$$

где $D = |E_s - E_p|$, $\Gamma \approx \Gamma_s \approx \Gamma_p$.

Во всех величинах мы видим теоретико-возмущенческий фактор динамического усиления V/D , знакомый нам по эффектам слабого взаимодействия для связанных состояний [3,4]. На этом аналогия с связанными состояниями кончается. Множители $\sqrt{\Gamma_s \Gamma_p} / D$ и Γ_s / D являются следствием того, что интересующие нас эффекты возникают в ядерных реакциях под действием нейтронов (причем для Δ_{nf} достаточно только S -нейтронов, а для $d\phi/dz$ и Δ_{tot} необходимо наличие как S -, так и p -нейтронов, т.е. $\Gamma_p \neq 0$). Эти множители приводят к характерной энергетической зависимости эффектов $\sqrt{\Gamma_s \Gamma_p} \sim E$, $\Gamma_s \sim \sqrt{E}$, особенно ощутимой в тепловой области. Сравнение (4) - (6) показывает, что наиболее заметным P -нечетным эффектом в тепловой области будет Δ_{nf} ; следующим по величине идет $d\phi/dz$, а еще меньшей величиной будет Δ_{tot} .

Характерным свойством рассмотренных величин является их резонансное усиление в окрестностях S - и p -резонансов. Формулы (2) и (3) совершенно симметричны по отношению к S - и p -резонансам (учитывая, что $\Gamma \approx \Gamma_s \approx \Gamma_p$), поэтому и резонансное усиление для них будет одинаковым в окрестности S - и p -резонансов: в (D/Γ) раз для $d\phi/dz$ и в $(\mathcal{L}/\Gamma)^2$ раз для Δ_{tot} . Поскольку $\Gamma_s \gg \Gamma_p$, то Δ_{nf} усиливается в $(D/\Gamma)^2$ раз в S -резонансе и лишь в (\mathcal{L}/Γ) раз в окрестности p -резонанса. Подчеркиваем, что нетривиальное резонансное усиление P -нечетных эффектов является специфическим свойством теории ядерных реакций (в первую очередь пропагаторов T -матрицы [1]), не имеющих аналогов в теории связанных состояний.

Обычно для анализа экспериментальных данных используют вместо Δ_{nf} , $d\phi/dz$ и Δ_{tot} нормированные величины:

$$\alpha_{nf} = \Delta_{nf} / (2 \frac{d\mathcal{L}}{d\Omega}), \quad (7)$$

$$\phi = \left(\frac{d\phi}{dz} \right) / \ell_{cs}, \quad (8)$$

$$P = \Delta_{tot} / (2 b_{tot}), \quad (9)$$

где $d\mathcal{L}/d\Omega$ - дифференциальное сечение по (для против)спину нейтрона в канале f , ℓ_{cs} - длина свободного пробега нейтронов, b_{tot} - полное сечение нейтронов.

Тогда для этих величин (см. [1,2]) имеем вне резонансов ($E \approx (E_s + E_p)/2$):

$$\bar{\alpha}_{nf} \approx 4 \frac{V}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^f}{\Gamma_s^f}}, \quad (10)$$

$$\bar{\Phi} = 2 \frac{V}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \frac{D}{\Gamma_s} \left[1 + \frac{\zeta_{pot}}{\zeta_s} \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$\bar{P} \sim 2 \frac{V}{D} \sqrt{\frac{\Gamma_p^n}{\Gamma_s^n}} \left[1 + \frac{\zeta_{pot}}{\zeta_s} \right]^{-1}, \quad (12)$$

в окрестности ρ - резонанса:

$$\alpha_{nf}^{\rho} \approx \bar{\alpha}_{nf} (D/\Gamma_{\rho}), \quad (13)$$

$$\phi^{\rho} \approx \bar{\Phi} (D/\Gamma_{\rho}), \quad (14)$$

$$P^{\rho} \approx \bar{P} (D/\Gamma)^2 \quad (15)$$

Таким образом, из-за резонансного поведения знаменателей в (7) - (9) эффекты вне резонансов и в окрестности S - резонансов будут иметь одинаковый порядок величины. В окрестности ρ - резонанса они возрастают на фактор резонансного усиления (D/Γ) или $(D/\Gamma)^2$. Кроме того, в (10) - (15) всегда присутствует фактор динамического усиления V/D . Из выражений (10) - (12) видно, что существует еще два структурных фактора (см. подробнее [1]). Это фактор структурного усиления по выходному каналу $\sqrt{\Gamma_p^f/\Gamma_s^f}$, аналогичный структурному усилению в γ - переходах дискретного спектра [3,4], а также фактор структурного ослабления по входному каналу $\sqrt{\Gamma_p^n/\Gamma_s^n}$. Последний фактор отсутствует в выражениях для величин α_{nf} , т.к. (см. выше) для её образования достаточно наличие только S - нейтронов (ρ - резонанс может вообще не возбуждаться по нейтронному каналу, т.е. $\Gamma_p^n = 0$).

можно, наконец, воспользоваться нормировкой величин (I) - (3) на сечение в изолированном ρ - резонансе

$$\zeta_{\rho}^{\rho}(E) = \frac{\pi}{K^2} \frac{\Gamma_{\rho}^n \Gamma_{\rho}^f}{(E - E_{\rho})^2 + \Gamma_{\rho}^2/4},$$

как это предложено, например, для Δ_{tot} в [6]. Так, определенная величина

$$\mathcal{P} \equiv \frac{\Delta_{tot}}{2b_p(E)} \simeq 2 \frac{v}{D} \sqrt{\frac{f_s^n}{f_p^n}} \quad (16)$$

будет $\sim (KR)^{-1}$ всюду, кроме окрестности S -резонанса (если $f_s < |E - E_s|$). Легко видеть, что при такой нормировке теряется фактор резонансного усиления $(D/\Gamma)^2$, присущий P -нечетной величине Δ_{tot} [см. (3) и (15)].

Авторы признательны С.Г.Кадменскому, В.М.Лобашеву и Л.Б.Пикельнеру за обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

Список литературы

1. Вулаков В.Е., Gudkov V.P. - Nucl.Phys., 1983, v.A401, p.93.
2. Вулаков В.Е., Gudkov V.P. - Z.Phys.A, 1981, v.303, p.285.
3. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М., Мир, 1976, 359 с.
4. Шалиро И.С. - УФН, 1968, т.95, с.647.
5. Карманов В.А., Лобов Г.А. - письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, с.332.
6. Сушков О.П., Ламбаум В.В. - письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.337.
7. Stodolsky L. - Phys.Lett., 1980, v.96B, p.127.
8. Алфименков В.И. и др. - письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.308.
9. Alfimenkov V.P. et al. - Nucl.Phys., 1983, v.A398, p.93.

ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ T-НЕИНВАРИАНТНЫХ ЭФФЕКТОВ
В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ

В.Е.Бунаков, В.П.Гудков

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Рассмотрены принципиальные возможности измерения P- и T-нейнвариантных эффектов в реакциях с нейтронами. Предложены различные варианты постановки экспериментов. Проведен анализ влияния магнитного поля и явления псевдомagnetизма на величину эффектов.

Possibilities of P- and T-noninvariant effects measurements in neutron-induced reactions are discussed. Several experimental versions are suggested. The influence of magnetic field and pseudomagnetism phenomena on observed effects is analyzed.

I. Введение

После появления работ [1,2], в которых указывалось на возможность наблюдения эффектов совместного нарушения пространственной четности и временной инвариантности при прохождении поляризованного пучка нейтронов через поляризованную мишень, нами [3] была получена зависимость этих эффектов от энергии налетающего нейтрона, выделены возможные механизмы усиления и даны численные оценки ожидаемых величин.

Напомним кратко основные результаты работы [3]. Пусть на ядра мишени со спином \vec{I} падает пучок нейтронов с направлением спина \vec{S} и волновым вектором \vec{K} . Тогда при учете только одного S- и одного P-резонанса "скорость" прецессии спина нейтрона вокруг оси $[\vec{K} \times \vec{I}]$:

$$\frac{dX}{d\ell} = \frac{4\pi N G_T}{K^2} \frac{W(\Gamma_S^* \Gamma_P^*)^{1/2} [(E-E_S)(E-E_P) - \Gamma_S \Gamma_P / 4]}{[(E-E_S)^2 + \Gamma_S^2 / 4][(E-E_P)^2 + \Gamma_P^2 / 4]}, \quad (1)$$

а разность полных сечений для нейтронов, поляризованных по (и против) оси $[\vec{K} \times \vec{I}]$, равна

$$\Delta_T = \frac{2\pi G_T}{K^2} \frac{W(\Gamma_S^* \Gamma_P^*)^{1/2} [(E-E_P)\Gamma_S + (E-E_S)\Gamma_P]}{[(E-E_S)^2 + \Gamma_S^2 / 4][(E-E_P)^2 + \Gamma_P^2 / 4]}. \quad (2)$$

Здесь $E_{S,P}$ - энергия S - и P -резонансов, E - энергия нейтронов, $\Gamma_{S,P}^n$ и $\Gamma_{S,P}$ - нейтронные и полные ширины резонансов, W - матричный элемент P - и T -неинвариантного взаимодействия, G_z - спиновый фактор (см. [4]), l - длина образца, N - плотность ядер в мишени.

Из анализа этих выражений было показано, что величины dx/de и Δ_T будут усилены на несколько порядков за счет факторов динамического усиления $W/(E_S - E_P)$ и резонансного усиления $(E_S - E_P)/\Gamma_{S,P}$ и $[(E_S - E_P)/\Gamma_{S,P}]^2$ соответственно.

Однако измерение этих эффектов в предложенной [1,2] постановке невозможно. Действительно, в большинстве поляризованных мишеней существуют сильные магнитные поля \vec{H} , которые вызовут прецессию спина нейтрона с ларморовской частотой ω_L . В результате такой прецессии абсолютная величина эффекта уменьшается в $v/(\omega_L l)$ раз, где v - скорость нейтрона. Кроме того, при возникновении прецессии у нейтронов возникнет ненулевая спиральность, что вызовет P -нечетные эффекты, которые существенно сильнее, чем P - и T -неинвариантные и которые практически невозможно отделить от них.

Кроме магнитных полей, от которых можно было бы избавиться, существует так называемое явление псевдомагнетизма [5], которое заключается в прецессии спина нейтрона вокруг направления поляризации ядер мишени с частотой ω_p , возникающей вследствие ядерного спин-спинового взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью. Формально для описания этой прецессии вводится эффективное псевдомагнитное поле \vec{H}_p , величина которого обычно лежит в пределах $1 + 10$ кГс. Это соответствует частоте прецессии $\omega_p \sim 10^8$ с⁻¹, что вызовет (например, для тепловых нейтронов) ослабление эффектов на величину $v/(\omega_p l) \sim 10^{-3}$ при $l \sim 1$ см. мешающие P -нечетные эффекты возникнут также и в этом случае.

И наконец, в предложенном [1,2] эксперименте из-за неточности ориентации спина нейтрона \vec{S} вдоль оси $[\vec{k} \times \vec{I}]$ эффекту Δ_T будет сопутствовать разность сечений, обусловленная сильным спин-спиновым взаимодействием нейтрона с ядром-мишенью.

Покажем, однако, что существует возможность постановки эксперимента, отличающейся от предложенной в [1,2] и позволяющей в принципе измерить P - и T -неинвариантные эффекты в реакциях с нейтронами.

2. Возможные постановки экспериментов

Будем рассматривать наиболее доступную для измерений величину Δ_T . Для удобства будем пользоваться нормированной величиной [3]

$$\eta = \Delta_T / (2 b_{tot}), \quad (3)$$

где b_{tot} - полное сечение. При возникновении ларморовской или псевдомагнитной прецессии мешающим эффектом для величины η будет (см., например, [16]) P-нечетный эффект, связанный с различием сечения взаимодействия (b_+ и b_-) нейтронов различной спиральности с ядрами мишени

$$P = (b_- - b_+) / (b_- + b_+). \quad (4)$$

При наличии прецессии с частотой $\omega = \omega_L + \omega_p$ наблюдаемые величины $\bar{\eta}$ и \bar{P} будут выражаться через величины η и P без прецессии спина нейтрона следующим образом

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^{\epsilon} P a_p(\tau) d\tau, \\ \bar{\eta} &= \frac{1}{\epsilon} \int_0^{\epsilon} \eta a_\tau(\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (5)$$

где $a_p(\tau)$ и $a_\tau(\tau)$ - функции, зависящие от частоты прецессии, пройденного в образце расстояния τ и от конкретной схемы эксперимента.

Существуют три возможные схемы эксперимента по измерению $\bar{\eta}$. Во-первых, можно измерять разность полных сечений при различных направлениях поляризации мишени (инверсия \vec{I}). Во-вторых, можно менять направление и \vec{S} и \vec{I} (в этом случае $\bar{\eta}$ возникает только благодаря прецессии спина нейтрона и равна нулю при $\omega = 0$). И в-третьих, можно инвертировать поляризацию нейтронов, что и было предложено в работах [1, 2].

Пусть $\vec{I} \perp \vec{K}$, а \vec{S} лежит в плоскости, перпендикулярной \vec{I} , под углом α к оси $[\vec{K} \times \vec{I}]$, тогда для трех вариантов экспериментов из (5) получим:

$$\begin{aligned} \bar{P}_I &= P \left(\frac{v}{\omega \epsilon} \right) \cos \alpha \left(1 - \cos \frac{\omega \epsilon}{v} \right), \\ \bar{\eta}_I &= \eta \left(\frac{v}{\omega \epsilon} \right) \cos \alpha \sin \frac{\omega \epsilon}{v}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\bar{P}_{II} = P \left(\frac{v}{\omega e} \right) \sin \alpha \sin \frac{\omega e}{v}, \quad (6II)$$

$$\bar{\eta}_{II} = -\eta \left(\frac{v}{\omega e} \right) \sin \alpha \left(1 - \cos \frac{\omega e}{v} \right),$$

$$\bar{P}_{III} = P \left(\frac{v}{\omega e} \right) \left[\sin \alpha \sin \frac{\omega e}{v} + \cos \alpha \left(1 - \cos \frac{\omega e}{v} \right) \right],$$

$$\bar{\eta}_{III} = \eta \left(\frac{v}{\omega e} \right) \left[\cos \alpha \sin \frac{\omega e}{v} - \sin \alpha \left(1 - \cos \frac{\omega e}{v} \right) \right]. \quad (6III)$$

Легко видеть, что при $\omega \rightarrow 0$ ($\pi/2$) \bar{P}_I (\bar{P}_{II}) $\rightarrow 0$, в то время как $\bar{P}_{III} \rightarrow P \sin \alpha$. Таким образом, предпочтительнее варианты I и II, тем более, что во II-м варианте автоматически исключается мешающая спин-спиновая добавка $\sim (\vec{S} \cdot \vec{I})$.

Условие $\omega = \omega_L + \omega_p \approx 0$ можно достигнуть подбором состава образца, обеспечивая противоположность знаков \vec{H} и \vec{H}_p , поскольку величины \vec{H} и \vec{H}_p имеют одинаковый порядок величины, а знаки их не скоррелированы. Обратим внимание на то, что из-за когерентной природы рассеяния нейтронов на нулевой угол можно влиять на величину v направление \vec{H}_p введением в образец соответствующих примесей обычным механическим способом (например, сплавом). Действительно, поскольку процесс рассеяния под нулевым углом когерентен, то для смеси изотопов различных элементов

$$\omega_p = \sum_i C_i \omega_p^i,$$

где C_i - относительная концентрация ядер i -го элемента, а ω_p^i - частота прецессии на i -м элементе, которая в зависимости от i меняет не только величину, но и знак. Очевидно, таким образом в принципе можно получить любое значение величины ω .

Как уже отмечалось, сама постановка эксперимента по второму варианту исключает возникновение спин-спиновой мешающей добавки $\sim (\vec{S} \cdot \vec{I})$. Существует по крайней мере еще один способ отстроиться от этого фактора: измерение эффекта на σ -резонансе (естественном или примесном), на котором можно добиться уменьшения этой добавки до нужной величины.

Таким образом, для измерения $\bar{\eta}$ необходимо в независимом эксперименте измерять величину угла поворота плоскости поляризации $\varphi = \omega e / v$, тем самым контролируя величину ω и добиваясь того,

чтобы $\varphi \simeq 0$ (или $\pi/2$) в зависимости от схемы эксперимента. Грубого выполнения равенства $\varphi \simeq 0$ можно добиваться выбором сплава для образца, а более точную регулировку величины φ осуществлять малой вариацией внешнего магнитного поля \vec{H} . Требуемая точность

$$\delta\varphi \simeq \bar{\eta}/\rho \sim 10^{-3} + 10^{-4}.$$

Заметим, что измеренный эффект можно будет однозначно интерпретировать как нарушение Т-инвариантности. Как легко видеть из формализма [4,7], фазы потенциального рассеяния не могут имитировать Т-неинвариантный эффект в этих экспериментах.

Авторы признательны В.М.Лобашеву, В.Л.Любшицу, М.И.Подгорецкому и А.П.Сереброву за обсуждение рассмотренных здесь вопросов.

Список литературы

1. Kabir P.K. - Phys.Rev.D, 1982, v.25, p.2013.
2. Stodolsky L. - Nucl.Phys., 1982, v.B197, p.213.
3. Бунаков В.Е., Гудков В.П. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.268.
4. Бунаков В.Е., Гудков В.П. - Препринт ЛИЯФ-777, Ленинград, 1982.
5. Барышевский В.Г., Подгорецкий М.И. - ЖЭТФ, 1964, т.47, с.1050.
6. Bunakov V.E., Gudkov V.P. - Z.Phys.A, 1981, v.303, p.285.
7. Bunakov V.E., Gudkov V.P. - Nucl.Phys., 1983, v.A401, p. 93.

К ТЕОРИИ УСИЛЕНИЯ ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ
В НЕЙТРОН-ЯДЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А.К. Зайченко, В.С. Ольховский

(ИЯИ АН УССР)

Исследуется усиление эффектов нарушения четности при взаимодействии нейтронов с ядрами вблизи компаунд-резонансов. Рассмотрено усиление в результате смешивания состояний непрерывного спектра противоположной четности, обусловленного слабым взаимодействием. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

The parity violation enhancement effects in the neutron-nucleus interactions near the compound-resonances is examined. This enhancement is justified as a result of mixing the continuum states with opposite parities, caused by weak interaction. The obtained results are compared with the experimental data.

Усиление эффектов нарушения четности при взаимодействии нейтронов с ядрами обычно объясняется смешиванием дискретных компонент S - и P -состояний компаунд-ядра, обусловленным слабым взаимодействием между нуклонами [1-4]. В настоящей работе исследуется усиление, обусловленное смешиванием компонент компаунд-состояний противоположной четности в непрерывном спектре. Впервые на возможность усиления в результате такого смешивания было указано в [5] и [6].

Рассмотрим вращение спина поперечно-поляризованных нейтронов в веществе вокруг направления их импульса и зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами от спиральности нейтронов. Спин ядра учитывать не будем. Слабое взаимодействие будем считать инвариантным относительно обращения времени. Угол поворота спина на единице длины пути нейтронов в веществе ϕ и относительная разность полных сечений взаимодействия для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями P в этом случае будут равны [2]

$$\phi = \frac{8\pi}{\kappa} N R e f_{10}, \quad P = 2 J_m f_{10} / J_m (f_{00} + f_{11}), \quad (1)$$

где κ - волновое число нейтрона, N - количество ядер в единице объема вещества и $f_{\ell\ell}$ - парциальные амплитуды рассеяния вперед (знаки в этих выражениях выбраны в соответствии с определениями, принятыми в [1]). Вблизи ℓ -волнового компаунд-резонанса

$$f_{\ell\ell} = \frac{1}{\kappa} \exp(i\delta_{\ell}) \left[\sin \delta_{\ell} - \exp(i\delta_{\ell}) \Gamma_{\ell}^{\eta}(E) / 2(E - E_{\ell} + i\Gamma_{\ell}/2) \right], \quad (2)$$

где E и δ_{ℓ} - энергия и фаза потенциального рассеяния нейтронов, а E_{ℓ} , Γ_{ℓ} и $\Gamma_{\ell}^{\eta}(E)$ - соответственно энергия, полная ширина и нейтронная ширина ℓ -резонанса.

Часть амплитуды f_{10} , соответствующую смешиванию компонент S- и P-компаунд-состояний в непрерывном спектре, можно представить в виде [1]

$$f_{10}^{(c)} = -\frac{\mathcal{F}}{\kappa} \langle \varphi_p^{(-)} / W_{ps} / \varphi_s^{(+)} \rangle, \quad (3)$$

где W_{ps} - матричный элемент потенциала слабого взаимодействия на спин-угловых функциях нейтрона, а компоненты волновой функции компаунд-ядра в непрерывном спектре $\varphi_e^{(\pm)}$ определяются выражениями [7]

$$\varphi_e^{(\pm)} \approx \exp(\pm i\delta_{\ell}) \chi_{\ell}(E) + \beta_{\ell}^{(\pm)}(E) \int_0^{\infty} (E - E')^{-1} \langle \chi_{\ell}(E') / V / \Phi_{\ell} \rangle \chi_{\ell}(E') dE', \quad (4)$$

где Φ_{ℓ} - волновые функции связанных состояний, вкрапленных в непрерывный спектр, χ_{ℓ} - одночастичные волновые функции, описывающие потенциальное рассеяние нейтронов в среднем поле ядра,

$$\beta_{\ell}^{(\pm)}(E) = \exp(\pm i\delta_{\ell}) (\Gamma_{\ell}^{\eta}(E) / 2\mathcal{F})^{1/2} / (E - E_{\ell} \pm i\Gamma_{\ell}/2) \quad (5)$$

и V - потенциал остаточного взаимодействия между нуклонами.

Оценим $f_{10}^{(c)}$ в рамках простой модели, в которой среднее поле ядра описывается прямоугольной ямой с глубиной V_0 и радиусом $R = r_0 A^{1/3}$. Используя условие непрерывности на границе ядра, χ_{ℓ} в этом случае можно представить в виде

$$\chi_{\ell}(E) = (\mu / 2\pi \hbar^2 \kappa)^{1/2} j_{\ell}^{-1}(\kappa R) \left\{ \exp(i\delta_{\ell}) [j_{\ell}(\kappa R) - i\eta_{\ell}(\kappa R)] + \exp(-i\delta_{\ell}) [j_{\ell}(\kappa R) + i\eta_{\ell}(\kappa R)] \right\} \kappa R j_{\ell}(\kappa r), \quad (6)$$

где $\kappa^2 = \kappa^2 + 2\mu V_0 / \hbar^2$, j_{ℓ} и η_{ℓ} - сферические функции Бесселя и Неймана, а μ - приведенная масса нейтрона. Подставив (6) в (4) и проинтегрировав по E' , для $\varphi_e^{(\pm)}$, учитывая (2), (5) и соотношение [1]

$$\Gamma_{\ell}^{\eta}(E) = 2\mathcal{F} \langle \chi_{\ell}(E) / V / \Phi_{\ell} \rangle^2$$

получим выражение

$$\varphi_0^{(2)} = (2\mu/\hbar^2 k)^{1/2} j_{\ell}^{-1}(\alpha R) \left\{ j_{\ell}(\kappa R) + i\kappa f_{\ell\ell} [j_{\ell}(\kappa R) + i\eta_{\ell}(\kappa R)] \right\} \kappa j_{\ell}(\alpha R) \quad (7)$$

Для описания слабого взаимодействия воспользуемся потенциалом [8]

$$W(r) = \frac{1}{2} [F(r)\vec{\sigma}\vec{p} + \vec{\sigma}\vec{p}F(r)],$$

где $F(r)$ - прямоугольная яма с глубиной $V_0 F_0/\hbar^2 \alpha$ и радиусом R , $\vec{\sigma}\vec{p}$ - оператор спиральности нейтрона и F_0 - относительная величина слабого взаимодействия. Учитывая, что для медленных нейтронов

$$j_{\ell}(\kappa R) \approx (\kappa R)^{\ell} / (2\ell+1)!!, \quad \eta_{\ell}(\kappa R) \approx -(2\ell-1)!! / (\kappa R)^{\ell+1},$$

из (3) и (7) найдем, что

$$f_{10}^{(c)} = \frac{V_0}{\kappa E} \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{j_{\ell}(\kappa R)^{2\ell+1}}{2\ell+1} + \left[1 + i \frac{j_{\ell}(\kappa R)^{2\ell+1}}{2\ell+1} \right] \kappa f_{\ell\ell} \right\} C F_0,$$

где

$$C = \frac{(\alpha R)^2 - \sin^2 \alpha R}{2\alpha R \sin \alpha R (\sin \alpha R - \alpha R \cos \alpha R)}. \quad (8)$$

Если значения V_0 таковы, что значения величины αR заметно отличаются от значений, кратных $\pi/2$, то, согласно [9],

$$\delta_{\ell} = -(\kappa R)^{2\ell+1} (1 - \gamma_{\ell}) / (2\ell+1), \quad (9)$$

где $\gamma_{\ell} = \operatorname{tg} \alpha R / \alpha R$, $\gamma_{\rho} = 3(1 - \alpha_0 R \operatorname{ctg} \alpha_0 R) / (\alpha_0 R)^2$ и $\alpha_0 = (2\mu V_0)^{1/2} / \hbar$. Для s - и p -резонансов

$$\Gamma_{\ell}^{\eta}(E) = (\kappa/\kappa_{\ell})^{2\ell+1} \Gamma_{\ell}^{\eta}(E_{\ell}), \quad (10)$$

где $\kappa_{\ell} = (2\mu |E_{\ell}|)^{1/2} / \hbar$. Пренебрегая вкладом величины $(\kappa R)^{2\ell+1} / \ell$, $f_{10}^{(c)}$ с учетом (9) и (10) можно представить в виде

$$f_{10}^{(c)} = \frac{(\kappa R)^4 V_0}{3\kappa E} G_1 G_0 C F_0, \quad (11)$$

где

$$G_0 = \gamma_{\ell} \left[1 - i \frac{(\kappa R)^{2\ell+1}}{2\ell+1} (1 - \gamma_{\ell}) \right] - \frac{(2\ell+1) \Gamma_{\ell}^{\eta}(E_{\ell})}{2(\kappa_{\ell} R)^{2\ell+1} [\ell]} \left\{ \Delta_{\ell} - i \left[\frac{(\kappa R)^{2\ell+1}}{2\ell+1} (1 - 2\gamma_{\ell}) \Delta_{\ell} + \frac{\Gamma_{\ell}}{2} \right] \right\} \quad (12)$$

$$\Delta_{\ell} = E - E_{\ell} \quad \text{и} \quad [\ell] = \Delta_{\ell}^2 + \Gamma_{\ell}^2 / 4.$$

В рассматриваемой области энергий ($E \sim 1$ эВ) при обычных значениях параметров V_0 и $\tilde{\sigma}_0$ $\kappa R \sim 10^{-3}$, $|\gamma_s| \sim 10^{-2}$ и $|\gamma_p| \sim 1$. Используя эти величины и обычные значения параметров s - и p -резонансов ($E_{\rho} \sim 1$ эВ, $\Gamma_{\rho} \sim 0,1$ эВ, $\Gamma_{\rho}^{\eta}(E_{\rho}) \sim 10^{-7}$ эВ, $|E_s| \sim 10$ эВ, $\Gamma_s \sim 0,1$ эВ и $\Gamma_s^{\eta}(E_s) \sim 10^{-3}$ эВ [10]), нетрудно убедиться, что резонансная часть G_0 на 2-3 порядка превышает по величине нерезонансную. Смешивание резонансной

части ρ -волны с S -волной (резонансная и нерезонансная части ξ_5 - величины примерно одного порядка) и приводит к усилению $f_{10}^{(e)}$ по сравнению с нерезонансными одночастичными оценками.

Для ϕ и P из (I), (II) и (I2) получим выражения

$$\phi(E) = 2\pi \frac{NV_0 \rho''(E_\rho) C_{F_0}}{k_s k_\rho E_\rho [S] [P]} \left\{ -2k_s R_{\xi_5} [S] \Delta_\rho + [\Delta_5 \Delta_\rho - (kR\Delta_5 + \xi_5/2) \frac{C_\rho}{2}] \xi_5''(E_5) \right\} \quad (I3)$$

и

$$P(E) \approx 2 \frac{V_0}{E} \frac{\{2kR\xi_5[S](kR\Delta_\rho + \xi_5/2) - [(kR\Delta_5 + \xi_5/2)\Delta_\rho + \Delta_5 \xi_5/2] \xi_5''(E)\} \rho''(E) C_{F_0}}{\xi_5''(E) [S] + 2(2kR\Delta_5 + \xi_5/2) \xi_5''(E) [P] + 4(kR)^2 [S] [P]} \quad (I4)$$

В этих выражениях слагаемые, пропорциональные ξ_5 , обусловлены нерезонансной, а пропорциональные $\xi_5''(E)$ - резонансной частью S -волны.

Из (I3) и (I4) видно, что зависимость величин ϕ и P от энергии нейтронов имеет такой же вид, как и зависимость в интерпретации [I-4]. В частности, ϕ изменяет знак при переходе через ρ -резонанс и достигает наибольших по величине значений при $E = E_\rho \mp \Gamma_\rho/2$, а P достигает наибольшего значения в ρ -резонансе. При $\xi_5 = 0$ выражения (I3) и (I4) переходят в выражения (27) и (31) работы [I], умноженные на $(\xi_5'' \Gamma_\rho'')^{1/2}$, если матричные элементы \mathcal{U} в [I] заменить на $C_{V_0} C_{F_0}$ (вкладом величин $kR\Delta_\rho$ при $E \sim 1$ эВ можно пренебречь).

Для ^{117}Sn $E_\rho = 1,33$ эВ, $\Gamma_\rho = 0,23$ эВ, $\rho''(E_\rho) = 1,9 \cdot 10^{-7}$ эВ, $E_5 = -29$ эВ и $\xi_5''(E_5) = 5,5 \cdot 10^{-3}$ эВ [I0]. В качестве V_0 и C_{F_0} возьмем значения параметров потенциала Саксона-Вудса $V_0 = 44$ МэВ и $C_{F_0} = 1,28$ [II]. Согласно [2] и [4], $F_0 = (2-7) \cdot 10^{-7}$. Для определенности будем считать, что $F_0 = 4,5 \cdot 10^{-7}$. Полагая, как и в [I], $\xi_5 = 0,1$ эВ, из (8), (I0), (I3) и (I4) найдем, что $\phi(1,67 \cdot 10^{-3}$ эВ) $= -2 \cdot 10^{-5}$ рад/см, $P(1,67 \cdot 10^{-3}$ эВ) $= -6,4 \cdot 10^{-6}$, $P(0,02$ эВ) $= -8,2 \cdot 10^{-6}$ и $P(1,33$ эВ) $= -8,8 \cdot 10^{-4}$, тогда как экспериментальные значения этих величин равны соответственно $-(3,67 \pm 0,27) \cdot 10^{-5}$ рад/см [I0], $-(9,8 \pm 4,1) \cdot 10^{-6}$ [I2], $-(6,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-6}$ [I3] и $-(4,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$ [I4].

В случае ^{81}Br $E_\rho = 0,88$ эВ, $\Gamma_\rho = 0,19$ эВ, $\rho''(E_\rho) = 5,8 \cdot 10^{-8}$ эВ, $E_5 = 101$ эВ и $\xi_5''(E_5) = 9,7 \cdot 10^{-3}$ эВ [I0]. Параметры V_0 и C_{F_0} будем считать равными $V_0 = 47$ МэВ и $C_{F_0} = 1,3$. Полагая, как и ранее, $F_0 = 4,5 \cdot 10^{-7}$ и $\xi_5 = 0,1$ эВ, из (8), (I0) и (I4) найдем, что $P(0,02$ эВ) $= -2,6 \cdot 10^{-5}$, а $P(0,88$ эВ) $= -1,8 \cdot 10^{-3}$. Экспериментальные значения этих величин равны $-(1,96 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$ и $-(2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$ [I0] соответственно.

Таким образом, смешивание компонент компунд-состояний противоположной четности в непрерывном спектре приводит к значительному усилению эффектов нарушения четности при взаимодействии нейтронов

с ядрами и его необходимо учитывать при объяснении экспериментальных данных.

Список литературы

1. Бунаков В.Е., Гудков В.П. *Z. Phys.* A303(1981)285.
2. Лобов Г.А. *ЯФ* 35(1982)1408.
3. *Stodolsky L. Nucl. Phys.* BI97(1982)213.
4. Сушков О.П., Фламбаум В.В. *Усп. Физ. Наук* I36(1982)3.
5. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. *ЯФ* 32(1980)102.
6. Ольховский В.С., Зайченко А.К. Препринт КИАИ-81-35, Киев, 1981.
7. *Mahaux C., Weidenmüller H.A. Shell model approach to nuclear reactions. Amsterdam-London, North-Holland, 1969.*
8. *Karl G., Tadić D. Phys. Rev.* CI6(1977)1726.
9. Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. М., Мир, 1969.
10. Алфименков В.П. и др. Препринт ОИЯИ Р3-82-86, Дубна, 1982.
11. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. М., Энергоиздат, 1981.
12. *Forte M. et al. Phys. Rev. Lett.* 45(1980)2088.
13. Коломенский Е.А. и др. *Phys. Lett.* 107B(1981)272.
14. Алфименков В.П. и др. Письма в *ЖЭТФ* 34(1981)308; 35(1982)42.

МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА УХН И ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА

Ю.Г.Абов, В.В.Васильев, В.В.Владимирский, Е.Н.Моспан

(ИТЭФ)

Обсуждаются результаты экспериментов по хранению ультрахолодных нейтронов в магнитной ловушке с простой односвязной областью хранения. Достигнутое время хранения анализируется с учетом возможных каналов ухода УХН из ловушки. Исследуется возможность подавления побочных каналов ухода.

Experimental results on UCN storage in a simply connected magnetic trap are discussed. The achieved storage time is analyzed taking into account possible channels of neutron leakage. The authors investigate the possibility of supplementary leakage channels suppression.

Магнитная ловушка для ультрахолодных нейтронов предназначена для обеспечения длительного хранения нейтронов в замкнутой области за счет взаимодействия магнитного момента нейтрона с неоднородным магнитным полем. Для приближения времени хранения к времени жизни свободного нейтрона необходимо исследовать, а затем исключить все каналы ухода нейтронов из области хранения. В данной работе обсуждаются результаты хранения нейтронов в магнитной ловушке с поверхностно-односвязной областью хранения, оцениваются каналы ухода и анализируются возможности их подавления.

Магнитная ловушка (см. рис. I) состоит из аксиально-симметричного электромагнита и вставленной в него цилиндрической вакуумной камеры с центральным патрубком, проходящим внутри центральной катушки электромагнита, служащей магнитным затвором при наполнении и выпуске нейтронов. С патрубком соединяется подвижная часть нейтронновода, подключающая ловушку к транспортному нейтронноводу (наполнение) или к детектору УХН (выдержка и регистрация). Для уменьшения нежелательного эффекта спин-флипа на узловых линиях в объем камеры выше области хранения нейтронов вводится корректирующая обмотка, создающая азимутально направленное поле H для преобразования узловых линий в совокупность узловых точек.

Организация измерительного цикла показана в табл. I.

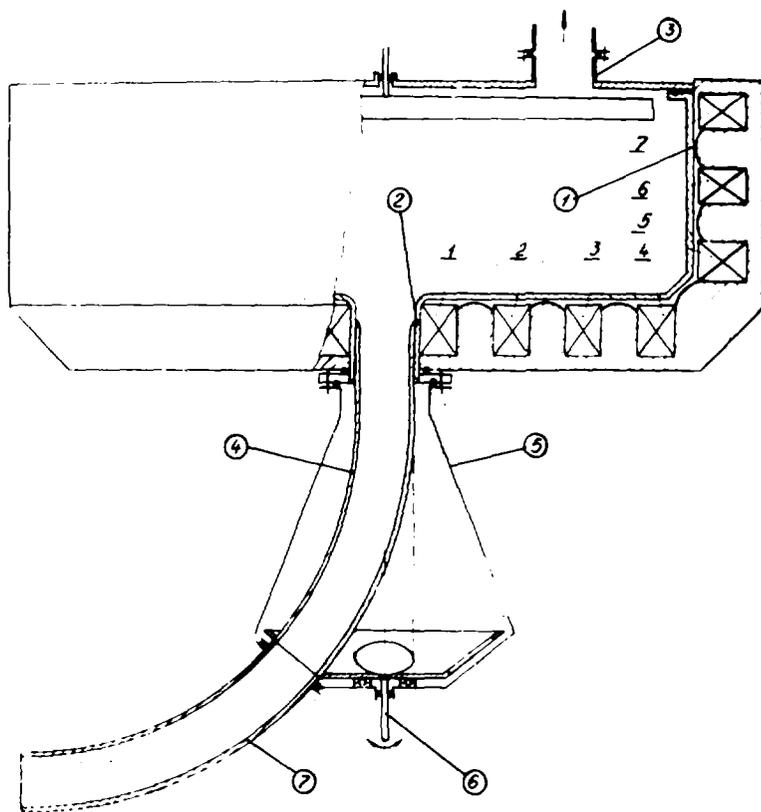


Рис.1. Магнитная ловушка ультрахолодных нейтронов.
 1 - вакуумная камера, 2 - патрубок инжекции, 3 - патрубок откачки, 4 - подвижная часть нейтроновода, 5 - устройство ввода УХН, 6 - привод, 7 - горизонтальный нейтроновод, 8 - устройство коррекции.

Таблица I

Измерительный цикл

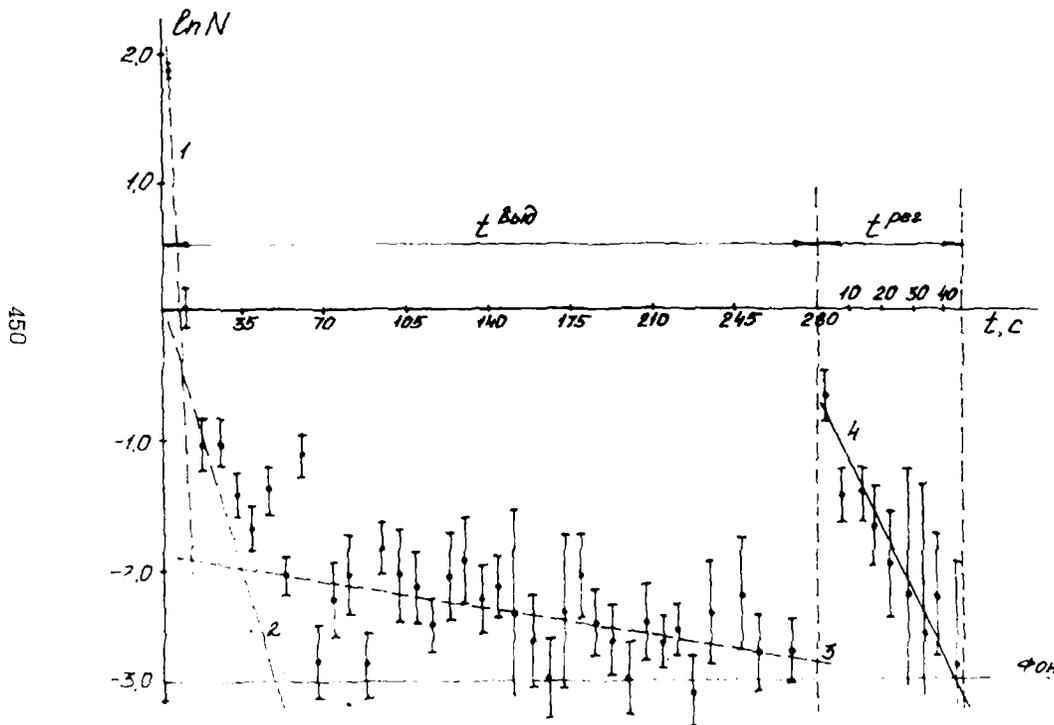
№	Основное поле электромагнита и корректирующая обмотка	Режим магнитного затвора	Положение поворотного участка нейтронвода	Счет детектора	Интервал времени	Режим
1.	Включены	Открыт	К детектору	Фон	-	Исходный
2.	Включены	Открыт	К транспортному нейтронводу	Фон	$t^{\text{нал}}$	Наполнение
3.	Включены	Закрыт	К детектору	Фон+нейтроны через затвор	$t^{\text{вд}}$	Хранение
4.	Включены	Открыт	К детектору	Фон+нейтроны через затвор	$t^{\text{рег}}$	Регистрация

Цикл повторяется с необходимыми изменениями временных интервалов, которые задаются с пульта ЭВМ или программно. В течение интервалов $t^{\text{вд}}$ и $t^{\text{рег}}$ информация с детектора считывается на ЭВМ через каждые $t^{\text{сч}}$. Таким образом, изучая зависимость счета от времени и счет за полный интервал, можно путем обработки получить значения констант ухода нейтронов из ловушки. Эксперимент по хранению выполнялся без включения магнитного поля и с полем, т.е. по приведенному циклу. Предварительные эксперименты показали, что "время хранения" нейтронов на стенке камеры без поглотителя равно $\tau_{\alpha} = 31 \pm 1$ с. После наклеивания полиэтиленовой пленки на часть площади дна вакуумной камеры получен результат $\tau'_{\alpha} = 2,1 \pm 0,1$ с.

Для регистрации нейтронов использовались пропорциональные детекторы УХН. Основным средством борьбы с γ -фоном была дискриминация сигнала по амплитуде, а для защиты от нейтронов использовались блоки, засыпанные аморфным естественным бором. В результате скорость счета фона оставляла $G = 0,008 \pm 0,001$ имп./с.

Результаты счета детектора при удержании нейтронов на магнитном поле при $t^{\text{вд}} = 280$ показаны на рис.2. Наблюдается существенное возрастание счета после открытия магнитного затвора, что наглядно демонстрирует эффект магнитного хранения. Определение времени хранения в эксперименте проводилось по зависимости полного ко-

Рис.2. Поинтервальный счет детектора при магнитном хранении в интервале выдержки и интервале регистрации: 1 - "стеночное хранение". 2 - "быстрые" процессы ухода, 3 - $\tau_{\text{ухода}} = 330 \pm 120 \text{ с}$



личества нейтронов, попадающих на детектор за весь интервал регистрации $t_{рег}$ после выдержки в ловушке от длительности выдержки. Экспериментальные результаты сведены в табл.2.

Таблица 2
Количество нейтронов, зарегистрированное детектором после различных интервалов выдержки, и результаты обработки по методу наименьших квадратов

№ i	Интервал выдержки t_i, c	Количество зарегистрированных нейтронов N	Среднеквадратичное отклонение σ_N	$\ln N \pm \sigma_N$	Оценка по М.Н.К. ($\chi^2=3,5$)
1	10	4,88	0,16	1,584±0,032	
2	20	3,84	0,21	1,345±0,055	
3	50	2,29	0,14	0,826±0,060	0,830
4	100	1,90	0,23	0,641±0,121	0,666
5	160	1,58	0,18	0,454±0,114	0,468
6	240	1,34	0,096	0,294±0,072	0,204
7	280	0,94	0,095	-0,067±0,102	0,073

Получено время хранения $\tau_{хран} = 303 \pm 37$ с.

Такое время хранения достигнуто за счет использования магнитного поля, однако оно еще далеко от значения времени жизни свободного нейтрона. Время хранения можно представить в следующем виде:

$$\tau_{хран}^{-1} = \tau_{\beta}^{-1} \pm \tau_{d}^{-1} + \tau_{газ}^{-1} + \tau_{x}^{-1},$$

где τ_{β} - время жизни свободного нейтрона,

τ_d - время хранения по каналу спин-флип,

$\tau_{газ}$ - время хранения на остаточном газе,

τ_x - время хранения по неизвестному каналу ухода. При реализованном в эксперименте давлении остаточного газа $p \leq 1,3 \cdot 10^{-3}$ ГПа время $\tau_{газ} \sim 2 \cdot 10^4$ с. Оценки хранения по каналу спин-флипа дали в результате $\tau_d \sim 3 \cdot 10^4$ с. Наиболее вероятным механизмом X-канала представляется резонансный нагрев УХН на экспериментально обнаруженных механических колебаниях ловушки с частотой 2,5-4 Гц. Т.к. потенциал удержания нейтрона по вертикали $U(z) = \mu H(z) + mgz$ близок к потенциалу осциллятора вида $U(z) = \frac{m\omega_0^2}{2} z^2$ с собственной частотой $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \sim 2$ Гц, то при возникновении резонанса энергия нейтрона возрастает при неизменной частоте. В этом можно убедиться, используя

гамльтоняан вида [3]:

$$\mathcal{H} = \frac{m\dot{z}^2}{2} + \frac{m\omega^2}{2} z^2 + \varepsilon U_0 e^{-z(t)/a} \sin(\omega t + \varphi),$$

где $z(t)/a = (z_0/a) \cos(\omega_0 t + \chi)$, ε - отношение переменной составляющей к постоянной компоненте поля U_0 , a - характерное расстояние спада поля, φ и χ - фазы соответствующих колебаний [3]. Полагая фазы случайными величинами, а также пренебрегая зависимостью Z_0 от энергии, можно получить следующее выражение для времени T изменения энергии нейтрона на половину глубины потенциальной ямы E_0 [3]:

$$T^{-1} = \varepsilon^2 \frac{\tau_c}{2} \left(\frac{U_0}{E_0} \right)^2 (n\omega_0)^2 \left\langle I_n^2 \left(\frac{z_0}{a} \right) \right\rangle_0,$$

В этом выражении τ_c - период сбивки фазы. Для данной ловушки $\frac{z_0}{a} = 1,5$, $n = 2$, $\varepsilon = 10^{-3}$, что приводит к $T = 3 \cdot 10^2 \frac{1}{\tau_c}$, $\tau_c \sim 1$ с.

Согласие оценок с экспериментом дает надежду, что уход нейтронов будет определяться преимущественно β -распадом при следующих условиях:

1. Вакуум в ловушке не хуже 10^{-6} Па.
2. Осциллирующие питающие токи $\varepsilon \sim 10^{-4} - 10^{-5}$.
3. Амплитуда механических колебаний $\Delta \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ м.

В заключение авторы благодарят Ф.С.Джепарова за участие в обсуждении механизма резонансного нагрева УХН и вычисление его вклада.

Список литературы

1. Владимирский В.В. - ЖЭТФ, т.39, с.1062, 1960.
2. Абов Ю.Г., Боровлев С.П. и др. Препринт ИТЭФ, № 21, М.:1982.
3. Абов Ю.Г., Васильев В.В. и др. Препринт ИТЭФ, № 37, М.:1983.

СОДЕРЖАНИЕ

С е к ц и я У. Свойства нейтронных резонансов. (Продолжение. Начало см. в т.2)

Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А., Язвицкий Ю.С. Спектры двухквантовых γ -каскадов при захвате нейтрона ядрами ^{144}Na , ^{165}Dy и их статистический анализ	3
Бечварж Ф., Гонзатко Я., Кралик М., Мария-Элена Монтеро-Кабрера, Нгуен Данг Ньян, Тележников С.А. Определение силовой радиационной функции ядра ^{155}Gd на основании данных из реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$	8
Бечварж Ф., Гуинг Тхонг Хьеп, Мария-Элена Монтеро-Кабрера, Постпишл С., Тележников С.А. Анализ корреляции ширин в реакции $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$ на резонансных нейтронах	12
Бечварж Ф., Гуинг Тхонг Хьеп, Мария-Элена Монтеро-Кабрера, Постпишл С., Тележников С.А. Анализ корреляции ширин в реакции $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ на резонансных нейтронах	14
Дубровин Н.К., Мостовой В.И., Мурадян Г.В., Сурина И.И. Измерение доплеровского уширения резонансов ^{238}U в сплаве замещения U-V	16
Логинов Ю.Е., Мартинов В.В., Мурзин А.В., Федорова Э.И. Уровни ^{128}I , возбуждающиеся при захвате нейтронов с $E_n \sim 2$ кэВ	20
Данилин Б.В., Ефимов Б.В., Мурадян Г.В., Прокофьева Л.Ю., Болотский В.П., Беллев Ф.И. Исследование гамма-каскадов на нейтронных резонансах гадолиния-155	25
Вертебный В.П., Гнидак Н.Д., Новоселев Г.М., Павленко Е.А., Шеничный В.А., Сенченко Т.А., Трофимова Н.А. Определение средних резонансных параметров тантала в неразрешенной области энергии нейтронов	28
Еленков Д.В., Лефтеров Д.П., Тумбеv Г.Х. Вероятности электромагнитных переходов в $^{35,37}\text{Cl}$	33
Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Кривенко В.Г., Червяков В.Ю. Нейтронные резонансы нечетно-нечетного радиоактивного изотопа тербия-160 (72,3 дня) и систематика полных радиационных ширин	37

Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Кривенко В.Г., Червяков В.Ю.	
Полные нейтронные сечения радиоактивного изотопа гадолиния-153 ($T_{1/2}=241,6$ дня) и стабильного изотопа гадолиния-152	43

С е к ц и я VI. Ядерные данные доактинидных нуклидов

Гужовский Б.Я., Горелов В.П., Руднев В.С., Фарафонов Г.Г.	
Интегральные полные сечения взаимодействия нейтронов спектра деления ^{235}U с атомными ядрами, входящими в состав конструкционных материалов	49
Беланова Т.С., Блохин А.И., Булеева Н.Н., Возяков В.В., Игнатик А.В., Манохин В.Н., Лунев В.П., Пашенко А.Б., Попов В.И.	
Пересеченка файла нейтронных сечений хрома	54
Корж И.А., Мищенко В.А., Пасечник М.В., Правдивый Н.М.	
Сечения взаимодействия быстрых нейтронов с хромом и его изотопами	60
Федоров М.Б., Яковенко Т.И.	
Учет структуры связи коллективных каналов при анализе и оценке сечений хрома и молибдена	68
Овдиенко В.Д., Скляр Н.Т., Сметанин Г.А., Федоров М.Б., Яковенко Т.И.	
Пропускания нейтронов образцами титана и хрома при энергиях вблизи 1 МэВ	73
Правдивый Н.М., Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А.	
Прямые процессы в неупругом рассеянии нейтронов с энергией до 3,5 МэВ четно-четными ядрами среднего веса	78
Возяков В.В., Комаров А.В., Кривцов А.С.	
Сравнение факторов самоэкранировки нейтронных сечений хрома	84
Коренной В.П., Фоков Ю.Г., Хаткевич О.В.	
Анализ неупругого рассеяния нейтронов на хrome	88
Комаров А.В., Лукьянов А.А.	
Метод анализа пропусканий через толстые образцы конструкционных материалов в области неразрешенных резонансов	94
Корж И.А.	
Анализ данных по дифференциальным и интегральным сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов четными изотопами никеля в области энергий 0,5-9,0 МэВ	99

Филиппов В.В. Полные нейтронные сечения некоторых конструкционных материалов в неразрешенной области	I07
Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Исследование реакций ${}^6\text{Li}(\alpha, n)$ и ${}^7\text{Li}(\alpha, n)$	II6
Hawil S., Kliczewski S., Lewandowski Z., Makowska-Rzeszutko M., Palarczyk M. Measurements of elastic and inelastic scattering of 14 MeV neutrons on sulphur for a very wide angular range	I22
Федоров М.Б. Вопросы оптико-статистического описания нейтронных сечений сферических ядер при низких и средних энергиях.....	I29
Немцов Ю.А., Победоносцев Л.А., Поздняков А.В., Тетерин Е.Д. Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах ${}^{51}\text{V}$	I34
Григорьев Ю.В. Измерение усредненных сечений $\langle\sigma_t\rangle$, $\langle\sigma_s\rangle$ и факторов резонансной блокировки для Nb, Mo, Cd на: энергии нейтронов 24,4 кэВ	I39
Недведж К., Попов Ю.П. Оценка усредненных сечений радиационного захвата нейтронов из систематики	I43
Косьяк Ю.Г., Каилов Д.К., Чекушина Л.В., Арынов С., Смирин Л.Н., Достемесова Г.А. O^+ -состояния четных изотопов германия в реакции $(n, n'\gamma)$...	I48
Алимов А.С., Ишханов Б.С., Пискарев И.М. Фотонные силовые функции в районе порогов (γ, n) -реакции на ядрах ${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{60}\text{Ni}$, ${}^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ${}^{93}\text{Nb}$, ${}^{94}\text{Mo}$	I52
Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Мордовский М.В., Попов В.И. Изучение рассеяния нейтронов низкой энергии на ядрах Ge и Se	I57
Мусаалин Р.М., Скоркин В.М. Полные сечения рассеяния нейтронов на изотопах германия и селена в области 0,25-1,3 МэВ и обобщенная оптическая модель	I62
Корж И.А., Мищенко В.А., Правдин Н.М. Сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов ядрами селен-76, 78, 80, 82 при энергиях 1,5-5,0 МэВ	I67

Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А., Правдивый Н.М. Анализ сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов четными изотопами селена в области энергий 0,5-8,0 МэВ	173
Мусаелян Р.М., Овдиенко В.Д., Скоркин В.М., Сметанин Г.А., Федоров М.Б., Яковенко Т.И. Взаимодействие нейтронов с изотопами селена при энергиях 0,8-2,8 МэВ	179
Базавов Д.А., Голубова А.А., Кашуба И.Е., Приходько В.П., Столяров С.В. $^{92}\text{Zr}(n,n'\gamma)$ -реакция в области энергий нейтронов 1,91-2,72 МэВ и выход γ -квантов	183
Григорьева Е.И., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. Измерения средних сечений пороговых реакций для нейтронов деления урана-235	187
Дароци Ш., Райч П., Паш З., Футо И., Чикаи Й., Корнилов Н.В., Сальников О.А. Измерение сечений реакций $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ и $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ при энергиях нейтронов 8,92; 9,39 и 9,90 МэВ	191
Демехин В.Л., Лещенко Б.Е., Майданжк В.К., Пето Г. Определение сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 14,6 МэВ на ^{115}In	195
Попов В.И., Суркова И.В. Рассеяние нейтронов низкой энергии на ядрах в области 4S - резонанса и обобщенная оптическая модель	198
Кнобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Попов В.И., Скоркин В.М. Возбуждение ротационных уровней ядер с $A \sim 150-160$ при неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии	203
Воротников П.Е., Никольский Е.Ю., Чуев В.И. Сечения возбуждения пятчасового изомера $^{180\text{m}}\text{Hf}$ при неупругом рассеянии нейтронов	208
Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Голстиков В.А., Тужилов В.В. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ относительно $ \sigma_{n,n}^{197}\text{Au} $ в диапазоне энергий нейтронов 0,16-1,15 МэВ	211
Ануфриев В.А., Басич С.И., Кочерыгин Н.Г., Нефедов В.Н., Никольский С.Н. Полное нейтронное сечение нуклидов ^{184}W и ^{185}W ($T_{1/2}=70$ д)	215

Беловицкий Г.Е., Пресняк О.С. Изучение энергетической зависимости сечений пороговых реакций на изотопах свинца и ^{209}Bi при энергии нейтронов 12-20 МэВ	220
Дзюба Б.М., Лазарев Л.М., Парамонова И.Н., Савин М.В. Угловые распределения γ -квантов из реакции ($n, n'\gamma$) на изотопах свинца	225
Ловчикова Г.Н., Поляков А.В., Сальников О.А., Симаков С.П., Сухих С.Э., Труфанов А.М., Шмидт Д., Штрайль Т. Упругое рассеяние нейтронов на углероде-12 при энергии 21 МэВ	230
Труфанов А.М., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Титаренко Н.Н. Влияние различных факторов на определение моментов инерции по угловым распределениям нейтронов (p, n)-реакции...	235
Труфанов А.М., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Титаренко Н.Н. Моменты инерции возбужденных ядер	240
Бёди З.Т., Михай К. Сравнение экспериментальных интегральных сечений реакции (n, t) с рассчитанными по функциям возбуждения	245
Сайлер К., Клуце Д. Описание реакций быстрых нейтронов с тяжелыми ядрами в модели внутриядерного каскада	248
Лычагин А.А., Виноградов В.А., Груздевич О.Т., Девкин Б.В., Котельникова Г.Н., Шляскин В.И., Сальников О.А. Спектр вторых нейтронов и сечение реакции ($n, 2n$) на ниобии	258
Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П., Сальников О.А., Трыкова В.И. Исследование высокоэнергетической части спектров в (p, n)-реакции	263
Журавлев Б.В., Титаренко Н.Н., Трыкова В.И. Угловые и энергетические распределения нейтронов в (p, n)-реакции при $E_p = 11$ МэВ	267
Свирин М.И., Матусевич Е.С., Прохоров С.С. Спектры нейтронов из (p, n)-реакции на ядрах ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{93}Nb , ^{115}In , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th при энергии протонов 22,4 МэВ	272

Куравлев Б.В., Груша О.В., Иванова С.П., Трыкова В.И., Шубин Ю.Н. Анализ нейтронных спектров при взаимодействии протонов с энергией 22 МэВ с ядрами	277
Бириков Н.С., Куравлев Б.В., Руденко А.П., Сальников О.А., Трыкова В.И. Спектры нейтронов из реакции $^{115}\text{In}(d, xn)$	283
Куравлев Б.В., Груша О.В., Иванова С.П., Трыкова В.И., Шубин Ю.Н. Спектры нейтронов из реакции $^{181}\text{Ta}(d, xn)$	286
Бириков Н.С., Куравлев Б.В., Руденко А.П., Сальников О.А., Трыкова В.И. Спектры нейтронов из реакций, вызванных альфа-частицами.....	290
Свирин М.И. Анализ спектров нейтронов из (p,n)-реакций в рамках многокаскадной статистической модели с учетом вклада нейтронов от неравновесного распада	294
 С е к ц и я УП. <u>Нейтронная физика и фундаментальные проблемы атомного ядра</u>	
Абов Ю.Г., Кулиджанов Ф.Г., Елютин Н.О., Эйшлин А.О. Изучение нейтронно-оптических эффектов в идеальных кристаллах	299
Ильинов А.С., Казарновский М.В., Кузьмин В.А., Монич Е.А., Ставиский Ю.Я., Штерн Б.Е. Нейтрон-антинейтронные осцилляции	309
Александркин В.Г., Зверев М.В., Лютостанский Ю.С. Особенности распределения нейтронов в нейтронно-избыточных ядрах	324
Косвинцев Ю.Ю., Морозов В.И., Терехов Г.И. Распространение нейтронного газа по прямому цилиндрическому нейтронноводам	328
Шляхтер А.И. Функции распада и их применение в расчетах образования изотопов	333
Петров Ю.В., Шляхтер А.И. Реакция неупругого ускорения нейтронов на изомерах и синтез элементов в звездах	338
Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Получение силовых функций и радиусов из усредненных дифференциальных сечений рассеяния	343

Николенко В.Г. Силловые функции, фазы потенциального рассеяния и принцип Паули	348
Блинов М.В., Гаврилов Б.П., Коваленко С.С., Козулин Э.М., Можаяев А.Н., Отанесян Ю.Ц., Пенюжжквич Ю.Э. Выходы высокоэнергетических нейтронов при взаимодействии ионов углерода с ядрами ^{114}Sn и ^{124}Sn	353
Блинов М.В., Коваленко С.С., Козулин Э.М., Можаяев А.Н., Отанесян Ю.Ц., Пенюжжквич Ю.Э. Эмиссия быстрых нейтронов в реакциях $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$	357
Dietrich K. Pion condensates in excited states of nuclear matter and of finite nuclei	362
Гранцев В.И., Гурач Х., Дряпаченко И.П., Кириенко В.Г., Немец О.Ф., Конфедератенко В.И., Руденко Б.А. Исследование нейтрон-нейтронного взаимодействия в реакции расщепления дейтрона нейтроном	377
Довчикова Г.Н., Максютенко Б.П., Симаков С.П., Труфанов А.М. Анализ экспериментальных данных о моментах инерции ядер....	381
Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. Механизм нарушения пространственной четности в процессах взаимодействия нейтронов с ядрами	386
Корнишин А.Ф., Лобашев В.М., Титов Н.А., Соловьев С.М., Весна В.А., Коломенский Э.А., Окунев И.С., Широков А.Н., Смотрницкий Л.М., Шульгина Е.В. Исследование эффекта несохранения пространственной четности в полном сечении взаимодействия тепловых поляризованных нейтронов с ядром ^{233}U	391
Александров Ю.А. Рассеяние нейтронов на свинце и висмуте и электрическая поляризуемость нейтрона.....	395
Бондаренко Л.Н., Жуков С.В., Кузнецов В.Л., Мостовой Ю.А., Беда А.Г., Воденников Б.Д., Данилин Г.В., Дроняев В.П., Куценко В.А., Новицкий В.В., Павлов В.С., Колобашкин В.М., Коробкина Е.И., Левчев Ю.Ф., Садчиков А.Г. Р-нечетная асимметрия пропускания тепловых продольно поляризованных нейтронов ураном-233	399

Ермаков О.Н., Карпичкин И.Л., Крутчичский П.А., Перепалица В.Ф., Стехер-Рассмуссен Ф., Кок П. Исследование несохранения четности в (n, α) -реакции на ядре ^{10}B	403
Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Мареев Д.Д., Пикальнер А.Б., Хришкин А.С., Шаратов Э.И. Несохранение пространственной четности в нейтронных резонансах	406
Вальский Г.В., Звездкина Т.К., Николаев Д.В., Петров Г.А., Плева Ю.С., Петрова В.И., Ткачев В.А. Нарушающаяся и сохраняющаяся пространственную четность асимметрия вылета осколков деления ^{233}U при различных энергиях медленных поляризованных нейтронов	413
Александрович А.Я., Вальский Г.В., Николаев Д.В., Петров Г.А., Плева Ю.С., Соколов В.Е. Р-нечетная асимметрия в полном сечении ^{233}U при энергии поляризованных нейтронов 0,17 эВ	418
Александрович А.Я., Звездкина Т.К., Николаев Д.В., Петров Г.А., Петухов А.К., Плева Ю.С. Исследование зависимости коэффициента Р-нечетной асимметрии вылета осколков деления от масс и полных кинетических энергий	423
Лобов Г.А. Эффекты несохранения четности в резонансном взаимодействии нейтронов с ядрами	428
Бунаков В.Е., Гудков В.П. Несохранение четности в ядерных реакциях с тепловыми и резонансными нейтронами	432
Бунаков В.Е., Гудков В.П. Возможность наблюдения Т-неинвариантных эффектов в реакциях с нейтронами	437
Зайченко А.К., Ольховский В.С. К теории усиления эффектов нарушения четности в нейтрон-ядерном взаимодействии	442
Абов Ю.Г., Васильев В.В., Владимирский В.В., Моспан Е.Н. Магнитная ловушка УХН и время жизни нейтрона	447

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2—6 октября 1983 г.

Том 3

Ответственный редактор **О. А. Шалина**

Подписано в печать 06.06.84. Т-13446. Формат 60×84 1/16.
Печать офсетная. Печ. л. 28,75. Уд.-л. л. 23,0. Тираж 500 экз.
Зак. тип. № 660

Отпечатано в ЦШИАтоминформе
127434, Москва, аб/яц 981

**Нейтронная физика. Том 3 (Материалы 6-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев,
2—6 октября 1983 г.) М., 1984, 1—460**