

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

1 (40)

1981

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. Сер. Ядерные константы, вып. I(40). - М.: ЦНИИАтоминформ, 1981. 105 с.

Настоящий выпуск продолжает публикацию материалов 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 15-19 сентября 1980 г.), начатую в сборнике "Нейтронная физика" (М., ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I-4), и состоит из докладов, представленных на конференцию с опозданием. Окончание публикации - в вып. 2(41) данного сборника.

Очередную конференцию предполагается провести в 1983 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ И ЦНИИАТОМИНФОРМ ПРОСЯТ АВТОРОВ ПРИ ПОДГОТОВКЕ ДОКЛАДОВ НА КОНФЕРЕНЦИЮ РУКОВОДСТВОВАТЬСЯ ПРАВИЛАМИ, ПОМЕЩЕННЫМИ В КОНЦЕ НАСТОЯЩЕГО ВЫПУСКА(с.84-86).



Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1981

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 1 (40)

Научно-технический сборник

Москва 1981

СОДЕРЖАНИЕ

Попов В.И., Суркова И.В. Неупругое рассеяние нейтронов с низкой энергией на тяжелых сферических ядрах и обобщенная оптическая модель _____	3
Бычков В.М., Пляскин В.И. Оценка функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на делящихся ядрах _____	5
Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Попов В.И., Скоркин В.М. Возбуждение ротационных уровней Nd, Sm, Gd и Dy при неупругом рассеянии нейтронов _____	7
Казыла Б.Г., Немиллов Ю.А., Победоносцев Л.А., Филатенков А.А. Измерение функций возбуждения ряда уровней ^{232}Th в реакции $(n, n'\gamma)$ _____	10
Анджеевски Ю.А., Во Ким Тхань, Втирин В.А., Корейво А., Попов Ю.П., Стэмпиньски М. Исследование усредненных сечений реакции (n, α) на ядрах ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm _____	13
Антонов А., Богдзель А.А., Гледенов Ю.М., Маринова С., Попов Ю.П., Тилин В.Г. Исследование флуктуаций сечений и полных α -ширин в реакциях $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ и $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$ _____	16
Беловицкий Г.Е., Преображенский Ю.А., Пресняк О.С. Исследование возможности возбуждения изобараналоговых состояний в реакции $^{207}\text{Pb}(np)$ _____	19
Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Вежицки Я., Говоров А.М., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами ^3He в интервале 0,025–250 эВ _____	22
Антипенко А.П., Гришаев И.А., Касилов В.И., Лапин Н.И., Мороховский В.Л., Шербак С.Ф. Ориентационные зависимости выходов ядерных реакций в монокристаллах и аморфных мишенях под действием электронов и фотонов высоких энергий _____	25
Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Оглоблин А.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Исследование энергетических спектров нейтронов из реакций с ионами лития _____	28
Дербян А.В., Петров Ю.В., Попеко Л.А. Нейтронные эксперименты на реакторе ПИК _____	31
Беда А.Г., Шведов О.В. Измерение резонансного интеграла активации ^{108}Cd _____	34

Шиманская Н.С. Выходы и энергетические спектры нейтронного излучения обработавшего уранового и уран-ториевого топлива	35
Абагян Л.П., Кидевич М.С. Библиотека нейтронных данных для расчета тепловых реакторов	39
Дмитриев С.В., Отрошенко Г.А. Образование делящегося изомера ^{236}U	42
Воротников П.Е., Козлов Л.Д., Молчанов Ю.Д., Шуф Г.А. Сечение деления ^{244}Cm нейтронами с энергией 0,4-1,3 МэВ	44
Пик-Пичак Г.А. О распаде квазистационарного состояния через двугорбый барьер	46
Гладков В.В., Завгородний В.А., Серов В.И. Испускание нейтронов при делении ядер нейтронами и в реакции (d,pf)	48
Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л. Угловая анизотропия осколков деления ^{236}U и ^{238}U нейтронами с энергией 0,550-4,25 МэВ	50
Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И. Кинетические энергии осколков деления некоторых ядер быстрыми нейтронами	53
Шегин В.А. Кинетическая энергия отделяющихся ядер	58
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В., Семенова Н.Н. Измерения энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов при делении ядер ^{237}Np нейтронами	60
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В., Пиксайкин В.М., Семенова Н.Н., Валявкин В.С., Соловьев С.М. Анализ энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов при делении ядер ^{238}U нейтронами	62
Васильев Ю.А., Сидоров Л.В., Васильева Н.К., Барашков Ю.А., Голованов О.А., Залялов Н.Н., Копалкин Н.В., Немудров Н.И., Сурин В.М., Хачатуров Ю.Ф., Чулков Н.М. Энергетические и угловые распределения нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf	65
Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохов В.М. Спектрометр быстрых и резонансных нейтронов на базе электростатического ускорителя ЭТ-I	67
Дьяченко П.П., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Куцаева Л.С., Серегина Е.А., Полетаев Е.Д., Душин В.Н., Лайтай А. Эффективность регистрации нейтронов литиевыми стеклами	71
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В., Семенова Н.Н. Метод относительных измерений среднего числа мгновенных нейтронов деления	74
Воротников П.Е., Жуков М.А., Козлов Л.Д., Колтыпин Е.А., Молчанов Ю.Д., Шуф Г.А. Метод измерения сечений деления нейтронами трансплутониевых изотопов с использованием нанограммовых количеств вещества	77
Лашаев С.И., Соловьев С.М., Солошенко П.С. Применение полупроводникового Zn -детектора для регистрации осколков деления	79
Блинов М.В., Витенко В.А., Душин В.Н., Юевич В.И. Изучение влияния эффектов рассеяния на форму спектра нейтронов деления	81

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ НА ТЯЖЕЛЫХ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ И ОБОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬВ.И.Попов, И.В.Суркова
(ИЯИ АН СССР)

LOW ENERGY NEUTRON INELASTIC SCATTERING BY HEAVY SPHERICAL NUCLEI AND UNIFIED OPTICAL MODEL. Experimental data on inelastic scattering of low energy neutrons on heavy spherical and transitional nuclei are discussed. It is shown that mass dependence of the cross-sections for the first 2 levels can be describe within the framework of the coupled channels optical model.

Представлены результаты анализа сечений неупругого рассеяния нейтронов вблизи порога возбуждения коллективных уровней 2^+ ядер с массовыми числами A , равными 136–152 и 186–206. Экспериментальные данные, за исключением данных по изотопам ^{140}Ce и ^{186}W , были получены ранее в Лаборатории атомного ядра ИЯИ АН СССР. Сечения для этих двух изотопов взяты из работ [1,2].

Результаты расчетов сечений сопоставлены с усредненными экспериментальными данными и выполнены в приближении независимых каналов с учетом их связи по схеме, предложенной в работе [3]. В таблице указаны ядра, для которых проведено сравнение экспериментальных и расчетных сечений. Приведены также энергии первых уровней 2^+ и значения параметра деформации β_2 , использовавшиеся в расчетах по оптической модели со связью каналов.

Параметр деформации некоторых ядер

Ядро	Энергия уровня 2^+ , кэВ	β_2	Ядро	Энергия уровня 2^+ , кэВ	β_2	Ядро	Энергия уровня 2^+ , кэВ	β_2
^{136}Ba	818	0,12	^{152}Sm	122	0,22, 0,26	^{198}Pt	407	0,12
^{138}Ba	1427	0,087	^{186}W	123	0,18	^{198}Hg	412	0,105
^{140}Ce	1597	0,10	^{188}Os	155	0,19	^{200}Hg	368	0,085
^{142}Ce	650	0,12	^{190}Os	187	0,18	^{202}Hg	439	0,081
^{146}Nd	453	0,145	^{192}Os	206	0,16	^{204}Hg	436	0,024
^{148}Sm	551	0,14	^{194}Pt	329	0,155	^{206}Pb	803	0,01
^{150}Sm	334	0,17	^{196}Pt	356	0,135			

На рис.1 приведены экспериментальные функции возбуждения для некоторых ядер области $A = 186-206$. Данные этой области представляют особый интерес, поскольку здесь наблюдается сильная изотопическая зависимость, которая не воспроизводится расчетами в приближении независимых каналов с использованием сферического оптического потенциала. В то же время оптическая модель со связью каналов дает хорошее описание экспериментальных данных при единых параметрах потенциала для всех ядер.

На рис.2 представлены экспериментальные и расчетные сечения для двух значений энергии нейтронов над порогом: 100 и 300 кэВ. Расчетные сечения получены с использованием двухканальной схемы связи вибрационной модели, а в случае ^{152}Sm , ^{186}W и ^{188}Os – с использованием и ротационной модели. Для ^{152}Sm расчет проводился с использованием параметров деформации β_2 , равных 0,22 и 0,26, причем большее значение сечений соответствует параметру $\beta_2 = 0,22$. Значения пара-

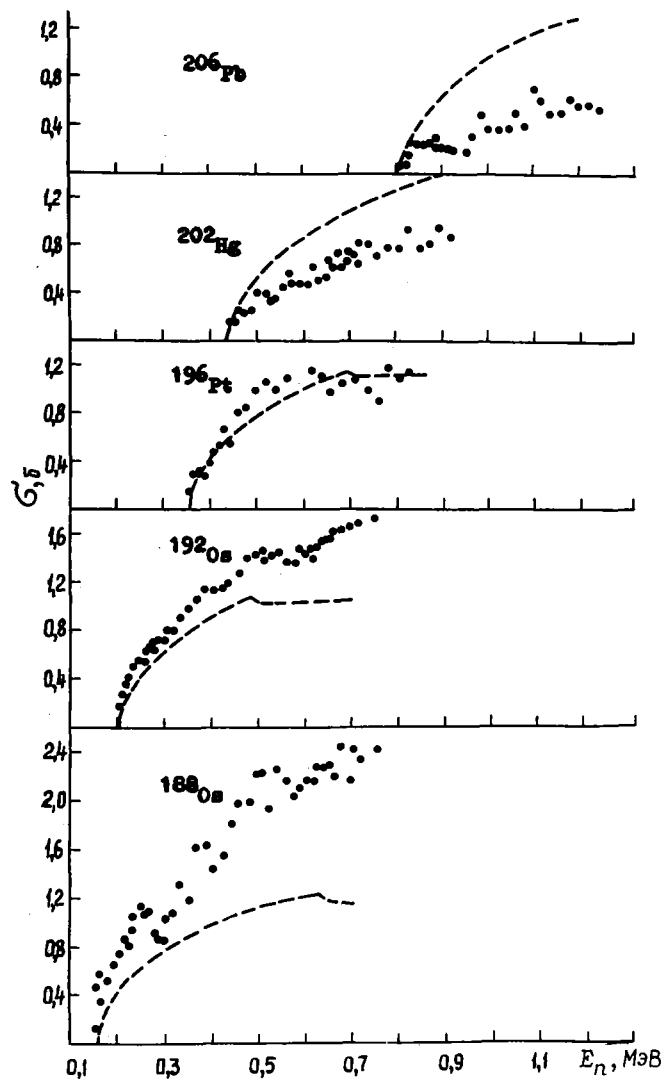


Рис.1. Сечения неупругого рассеяния для уровней 2^+ некоторых ядер области $A=186-206$. Кривые - расчет в приближении независимых каналов с локальным потенциалом Перри-Бака; точки - экспериментальные данные

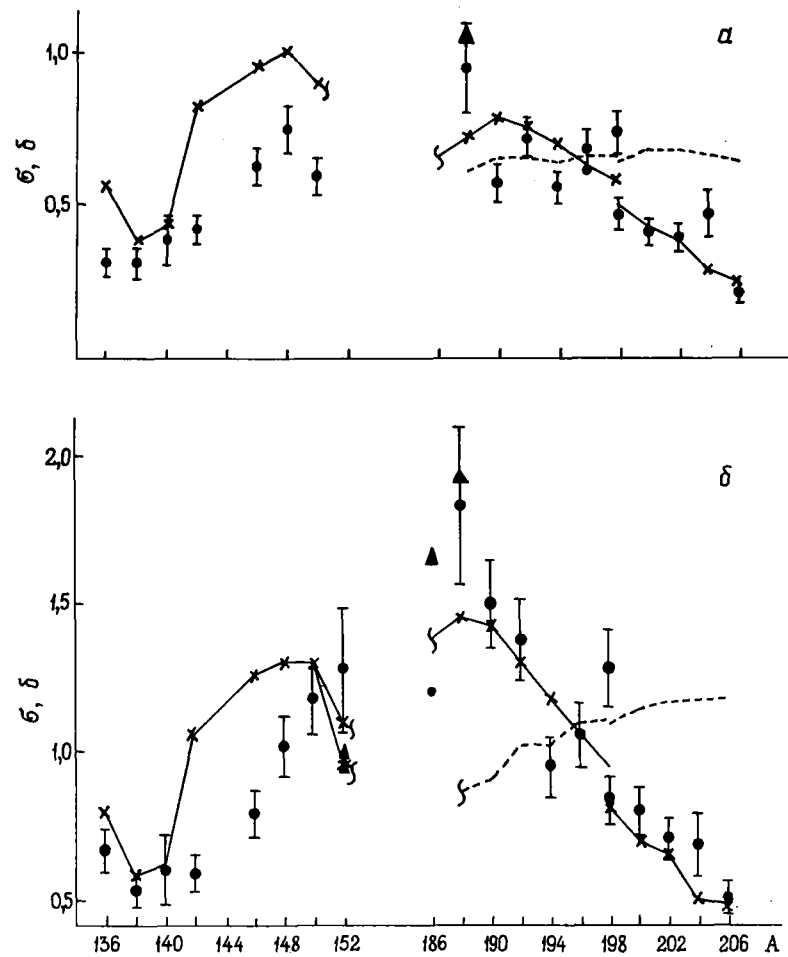


Рис.2. Сечения неупругого рассеяния при энергии нейтронов над порогом 100 кэВ (а), 300 кэВ (б): \times - расчет с вибрационной схемой связи; \blacktriangle - расчет с ротационной схемой связи; --- - расчет в приближении независимых каналов с локальным потенциалом Перри-Бака; \bullet - экспериментальные данные

метров потенциала при этом были следующими: действительный потенциал (вида $V = V_0 - V_1 \frac{N-Z}{A}$ с фактором Вудса-Саксона) - $V_0 = 52$ МэВ, $V_1 = 22$ МэВ, $z_0 = 1,25$ фм², $\alpha = 0,65$ фм; мнимый потенциал (радиальная зависимость - производная от фактора Вудса-Саксона) - $W = 2$ МэВ, $\beta = 0,65$ фм.

Эти параметры модели дают также в среднем удовлетворительное описание экспериментальных данных для полных сечений при энергии менее 1 МэВ и силовых функций. Соответствие с экспериментальными данными остается примерно таким же при изменении V_0 на 1 МэВ и при значениях W , лежащих в пределах 2-3 МэВ. Для ^{188}Os лучшее согласие с экспериментальными сечениями неупругого рассеяния дает ротационная модель с теми же параметрами потенциала.

Указанные параметры модели удовлетворительно соответствуют большей части экспериментальных данных и в области $A = 136-152$. В случае изотопов ^{142}Ce и ^{146}Nd получить согласие с экспериментом можно, по-видимому, лишь при значительном изменении действительного потенциала.

Как показывают результаты расчетов, оптическая модель со связью каналов приводит к лучшему соответствию с обсуждаемыми экспериментальными данными по сравнению с одноканальной моделью благодаря более реалистическому описанию структуры силовых функций входного и выходного каналов. Вклад сечения прямой реакции в расчетах по вибрационной модели невелик и составляет $\leq 15\%$ для ядер с наибольшей деформацией.

Список литературы

1. Tucker A.B., Wells J.T., Meyerhof W.E. - Phys. Rev., 1965, v.137B, p.1181.
2. Ferguson A.T.G., Van Heerden I.J., Moldauer P., Smith A. - In: Proceedings International Conference on Interaction of Neutrons with Nuclei (Lowell, 1976), 1976, v.1, p.204.
3. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmuller H.A. - Ann.Phys., 1975, v.90, p.403.

УДК 539.171.017

ОЦЕНКА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $(n, 2n)$ И $(n, 3n)$ НА ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДРАХ

В.М.Бичков, В.И.Пляскин

(ФЭИ)

EVALUATION OF EXCITATION FUNCTIONS FOR $(n, 2n)$ - AND $(n, 3n)$ - REACTIONS OF FISSILE NUCLEI. In the framework of statistical and precoround models a simple formulas produced for $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, nf) and $(n, 2nf)$ cross-sections calculation. The competition of fission channel is taken into account using experimental systematic of neutron and fission widths relation.

В связи со специфической переработки ядерного горючего во внешнем топливном цикле реакторов на быстрых нейтронах в последнее время возрос интерес к сечениям реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на трансактиниевых ядрах.

Экспериментальное определение сечений этих реакций на делящихся ядрах затруднено, так как испускание нейтронов при реакциях $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ происходит на фоне деления ядер. Поэтому полезно исследовать возможность оценки сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ с использованием теоретических методов.

В настоящее время опубликовано несколько работ [1-5], в которых предлагаются различные подходы к оценке функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на делящихся ядрах. Коротко проблему теоретического описания этих реакций можно охарактеризовать следующим образом. Основная трудность состоит в определении отношения нейтронной и дельтальной ширины Γ_n/Γ_f в рамках статистической

$$1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м.}$$

теории. Известные методы расчета этой величины не дают удовлетворительного результата, поэтому во всех работах в конечном счете проводится нормирование к тем или иным экспериментальным данным. Кроме того, в большинстве работ не учитываются неравновесные эффекты в нейтронном канале. Этот вопрос достаточно подробно обсуждался в работах [6,7], где было показано, что относительный вклад неравновесной эмиссии нейтронов на делящихся ядрах возрастает. Это связано с тем, что деление происходит после достижения составным ядром равновесного состояния и поэтому не может конкурировать с неравновесными процессами. Вклад же последних слабо меняется от ядра к ядру, следовательно, спектры эмиссии нейтронов (без учета нейтронов деления) будут более жесткими для делящихся ядер. Влияние предравновесной эмиссии нейтронов на энергетическую зависимость функции возбуждения реакции $^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$ было рассмотрено также в работах [3,8].

В данной работе предлагается метод расчета сечений реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$, основанный на использовании упрощенных вариантов статистической и экситонной моделей. Основные соотношения, полученные в рамках этих моделей при отсутствии канала деления, приведены в работе [9].

Для учета конкуренции деления использовали систематику экспериментальных данных по отношению нейтронной и делительной ширины Γ_n/Γ_f , основываясь на предположении, что оно слабо зависит от энергии возбуждения ядра. Зависимость Γ_n/Γ_f от параметра $x = z^2/A$ аппроксимируется выражением (рис. 1)

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \exp\{-\alpha(x - \beta)\},$$

где α, β - некоторые постоянные коэффициенты для данного Z .

На рис. 2 приведено сравнение рассчитанных с использованием этой систематики сечений деления изотопов ^{232}Th , ^{238}U и ^{239}Pu с рекомендованными данными библиотеки ENDF/B-IV.

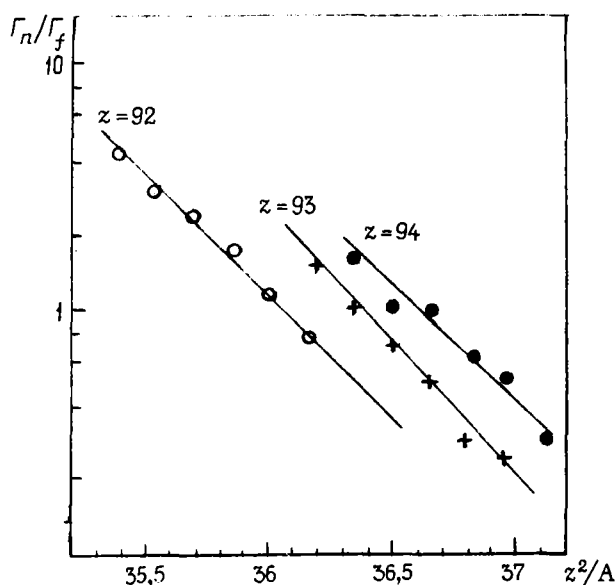


Рис. 1. Зависимость величины Γ_n/Γ_f от параметра z^2/A

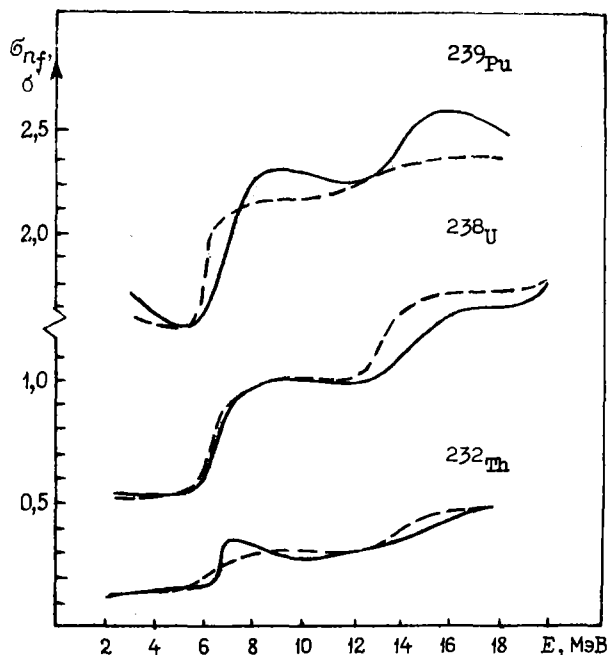


Рис. 2. Сечение деления ^{232}Th , ^{238}U , ^{239}Pu : — данные ENDF/B-IV; - - - - настоящий расчет

На рис. 3 и 4 показано сравнение рассчитанных в данной работе сечений реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ с экспериментальными данными на ядрах ^{239}Pu и ^{238}U . На рис. 4 показан также вариант расчета, не учитывающий неравновесные процессы. Спектры эмиссии нейтронов в этих реакциях рассчитываются аналогично данным работы [6].

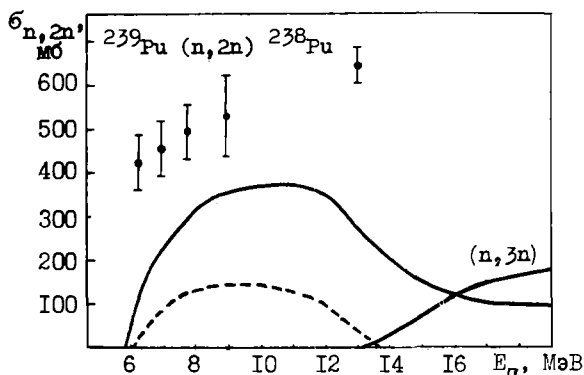


Рис.3. Сечение реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ на ^{239}Pu : \bullet - экспериментальные данные из работ [10]; \blacktriangle - оценка работ [1]; --- - настоящий расчет

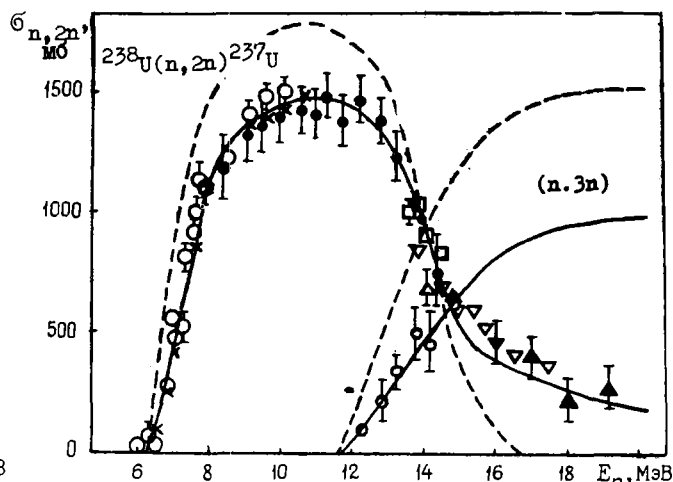


Рис.4. Сечение реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ на ^{238}U : --- - настоящий расчет; - - - - расчет, не учитывающий неравновесные процессы; точки - данные разных авторов

Список литературы

1. Суховицкий Е.Ш., Конышин В.А. - Известия АН БССР. Сер. Физико-энергетические науки, 1974, № 3, с. 23.
2. Jary J. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.1. М., ЦНИИатоминформ, 1976, с.239.
3. Красин А.К., Чигринов С.Е., Конышин В.А. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.4. М., ЦНИИатоминформ, 1977, с.59.
4. Segev M., Saneer M. - Annals of Nucl. Energy, 1978, v.5, p.239.
5. Prince A. - Nuclear Data for Reactors, 1970, v.2, p.825.
6. Бычков В.М., Корнилов Н.В., Пляскин В.И. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.2. М., ЦНИИатоминформ, 1977, с.79.
7. Корнилов Н.В., Пляскин В.И. и др. - В сб. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.120.
8. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. - Препринт ФЭИ-1052. Обнинск, 1979.
9. Бычков В.М., Пляскин В.И. Простые соотношения для расчета функций возбуждения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ и спектров нейтронов. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.3. М., ЦНИИатоминформ, 1980, с.277.
10. Mather D.S. e.a. AWRE O, 72/72, 1972.

УДК 539.171.017

ВОЗБУЖДЕНИЕ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ Nd, Sm, Gd и Dy ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ

Е.С.Коновеевский, Ю.Г.Куденко, В.И.Попов, В.М.Скоркин
(ИЯИ АН СССР)

EXCITATION OF ROTATION LEVELS OF Nd, Sm, Gd AND Dy AT 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.

Неупругое рассеяние нейтронов низкой энергии на деформированных ядрах является примером ядерной реакции, в которой механизмы составного ядра и прямого взаимодействия могут играть одинаково существенную роль. В последние годы предложены новые подходы теоретического описания та-

ких реакций, учитывающие эффекты связи каналов при расчете флуктуационного сечения $\langle I \rangle$. Применение этих схем расчета сечений при анализе экспериментальных данных позволяет получать более точную информацию о динамике взаимодействия нейтронов низкой энергии с ядром.

В настоящей работе изучалось неупругое рассеяние нейтронов с энергией $< 1,5$ МэВ на ядрах ^{150}Nd , $^{152},^{154}\text{Sm}$, $^{156-158}\text{Gd}$ и ^{162}Dy . Измерения энергетической зависимости сечений реакции $(n, n^* \gamma)$ выполнены с использованием непрерывного пучка нейтронов реакции (p, T) и кольцевой геометрии. Кроме того, при энергии нейтронов 850 кэВ проведены измерения на импульсном пучке с дискриминацией фона методом времени пролета [2]. В качестве образцов использовались окислы разделенных изотопов. Регистрация γ -квантов производилась Ge(Li)-детектором.

Поправки, учитывающие поглощение γ -квантов, угловое распределение, многократное рассеяние нейтронов, определялись путем расчетов. Вносимые при этом ошибки составляли 5-7%. Для обеспечения достаточно малой погрешности, обусловленной поглощением γ -квантов низкой энергии, в кольцевой геометрии использовались образцы толщиной $0,5$ г/см². Общая ошибка нормировки сечений, проводившаяся по известному сечению для уровня 2^+ ^{98}Mo , составляла около 10%. Дополнительную неопределенность в величины сечений для уровней 2^+ и 4^+ при энергии нейтронов > 800 кэВ вносят каскадные переходы с вышележащих уровней. Вклад этих переходов определялся экспериментально с использованием данных о коэффициентах ветвления [3-5]. Связанные с этим ошибки увеличивались с возрастанием энергий и для ^{150}Nd и ^{152}Sm при энергии нейтронов 1,3 МэВ достигли 10-15%. Результаты измерений представлены на рис. 1 и 2. Указанные ошибки соответствуют полным ошибкам, включающим погрешность нормировки.

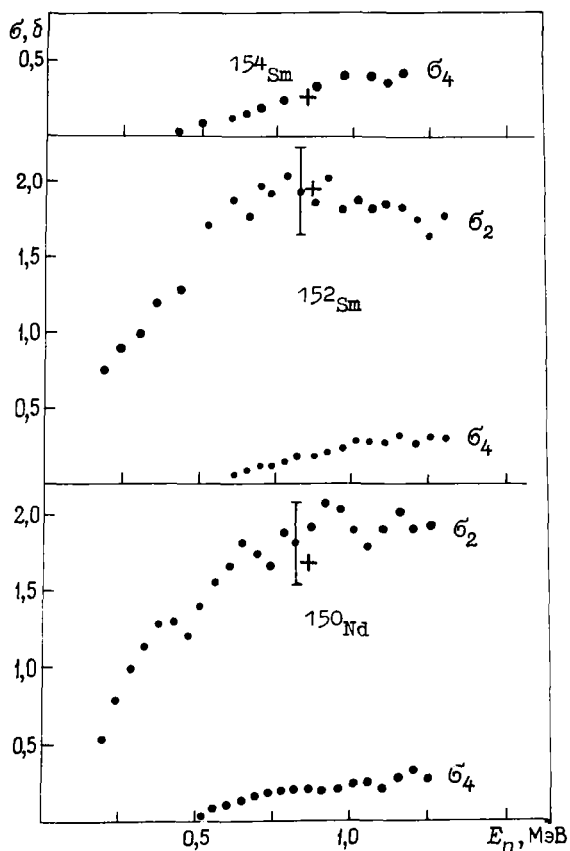


Рис. 1. Сечения возбуждения уровней 2^+ и 4^+ при неупругом рассеянии нейтронов для ^{150}Nd и ^{152}Sm и уровня 4^+ для ^{154}Sm . Крестики - расчет методом связанных каналов

Анализ полученных экспериментальных данных был проведен в рамках оптической модели со связью каналов с использованием схемы расчета Хофмана, Рихтера, Тепеля и Вайдэнмиллера [1]. Цель проводившихся расчетов состояла в том, чтобы получить феноменологическое описание экспериментальных сечений одновременно с другими данными для этой области ядер. Действительная часть оптического потенциала с радиальной зависимостью Вудса - Саксона была взята в форме $v = v_0 - \frac{N-Z}{A} v_1$. Радиальная зависимость мнимого потенциала $w(r)$ соответствовала производной от форм-фактора Вудса - Саксона.

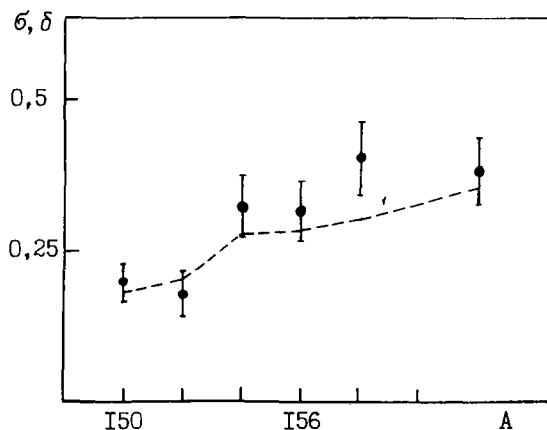


Рис. 2. Зависимость сечения неупругого рассеяния нейтронов уровня 4^+ от A при энергии 850 кэВ для изотопов ^{150}Nd , $^{152},^{154}\text{Sm}$, $^{156},^{158}\text{Gd}$, ^{162}Dy . Пунктирная линия - расчет методом связанных каналов

Изменяемыми параметрами были V_0 , W и параметры деформации β_2 и β_4 . Остальные параметры имели следующие значения: $V_1 = 22$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм^X, $a = 0,65$ фм, $V_{30} = 8$ МэВ. Расчеты проводились со схемами связи ротационной модели $0^+-2^+-4^+$ и $0^+-2^+-4^+-6^+$.

Хорошее соответствие расчетов с экспериментальными сечениями для уровней 2^+ и 4^+ ^{150}Nd и ^{152}Sm получено со схемой связи $0^+-2^+-4^+-6^+$ при использовании значений β_2 , близких к экспериментальным величинам, для электромагнитных процессов. Степень согласия с экспериментальными данными при этом остается примерно одинаковой, если параметры потенциала имеют следующие значения: $V_0 \approx 52-53$ МэВ, $W \approx 1,5-2$ МэВ. Пример результатов расчетов, показанный на рис.1 и 2, соответствует следующим значениям параметров: $V_0 = 52$ МэВ, $W = 1,5$ МэВ, $\beta_4 = 0$, $\beta_2 = 0,265$ (^{150}Nd), $0,28$ (^{152}Sm) и $0,31$ (^{154}Sm , $^{156}\text{,}^{158}\text{Gd}$, ^{162}Dy). При таких значениях параметров наблюдается удовлетворительное согласие и с экспериментальными полными сечениями при энергии ≤ 1 МэВ, а также в среднем с силовыми функциями и длиной рассеяния R' . Расчетные величины силовых функций S_0, S_1, S_2 для отдельного ядра оказываются, однако, довольно чувствительными к значениям параметров и могут изменяться на 30-50% при изменении V_0 или W на 0,5 МэВ. Для выяснения чувствительности результатов к параметру β_4 были проведены отдельные расчеты с $\beta_4 = 0,04$, которые показали, что для сохранения согласия с экспериментальными данными в этом случае необходимы небольшие изменения других параметров, например уменьшение β_2 на $\sim 10\%$. Как видно из рис.2, параметры модели, описывающие данные для ^{150}Nd и ^{152}Sm , воспроизводят также ход сечений для уровней 4^+ в зависимости от массового числа.

При использовании схемы связи $0^+-2^+-4^+$ и значений β_2 , близких к $\beta_2^{\text{ЭМ}}$, удовлетворительного описания одновременно сечений неупругого рассеяния и полных сечений получить не удалось. Это, однако, не исключает возможности получить согласие с экспериментом при более значительном варьировании параметра деформации и индивидуальной подгонке параметров V и W .

Результаты приведенных расчетов, позволившие получить хорошее описание большой совокупности экспериментальных данных в рамках оптической модели со связью каналов, существенно уточняют информацию о параметрах этой модели для данной области ядер при низкой энергии нейтронов. Следует отметить, что в некоторых работах, например в [6], получаемые из анализа нейтронных сечений и силовых функций величины β_2 оказались существенно меньшими $\beta_2^{\text{ЭМ}}$. На основании результатов настоящей работы можно утверждать, что значительное различие эмпирического значения β_2 и $\beta_2^{\text{ЭМ}}$, по-видимому, является следствием приближенности расчетов с обычно используемой схемой связи, учитывающей связь входного канала только с первым ротационным уровнем.

Проведенный в настоящей работе анализ дает также достаточно обоснованную информацию о соотношении вкладов механизмов составного ядра и прямой реакции. Так, при энергии нейтронов 850 кэВ вклад сечения прямой реакции согласно расчету с приведенными выше параметрами для схемы $0^+-2^+-4^+-6^+$ составляет около 35% для уровней 2^+ и 15-20% для уровней 4^+ .

Список литературы

1. Hofmann H.M., Richert J., Terpel J.W., Weidenmuller H.A. - Ann. Phys., 1975, v.90, p.403.
2. Белов А.С., Бурмистров Ю.М., Конобеевский Е.С., Куденко Ю.Г., Попов В.И., Скоркин В.М. - Краткие сообщения по физике ФИАН, 1979, № 2, с.8.
3. Kumar K. - Nucl. Phys., 1974, v.A231, p.189.
4. Varnell L. e.a. - Nucl. Phys., 1969, v.A127, p.270.
5. Nuclear Data Sheets, 1976, v.18, p.223.
6. Lagrange Ch. e.a. - Phys. Lett., 1975, v.58B, p.293.

^X 1 фм = 10^{-15} м.

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЯДА УРОВНЕЙ ^{232}Th В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$ Б.Г.Казла, Ю.А.Немилов, Л.А.Победоносцев,
А.А.Филатенков

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

MEASUREMENT OF EXCITATION FUNCTIONS OF THE LEVEL SET OF ^{232}Th IN REACTION $(n, n'\gamma)$. Neutrons inelastic scattering cross-sections are determined for ^{232}Th excitation levels by $E_n=700-1600$ keV. The measurement procedure for spectrum of γ -quanta accompanying this process is used.

^{232}Th является перспективным горючим для реакторов на быстрых нейтронах, поэтому изучение неупругого рассеяния нейтронов на его ядрах представляется важным. Однако данных по этому вопросу в литературе пока немного [1-3].

В нашей работе определяются сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 700-1600 кэВ с возбуждением ряда конкретных уровней ^{232}Th , используется методика измерения спектра γ -квантов, сопровождающих этот процесс [4].

Измерения проводились на электростатическом ускорителе ЭГ-5. Цилиндрический образец из металлического тория массой 116,5 г помещался на расстоянии 100 мм от мишени. Источником нейтронов служила реакция $T(p, n)^3\text{He}$, разброс энергий нейтронов, попадающих в образец, составлял ± 30 кэВ.

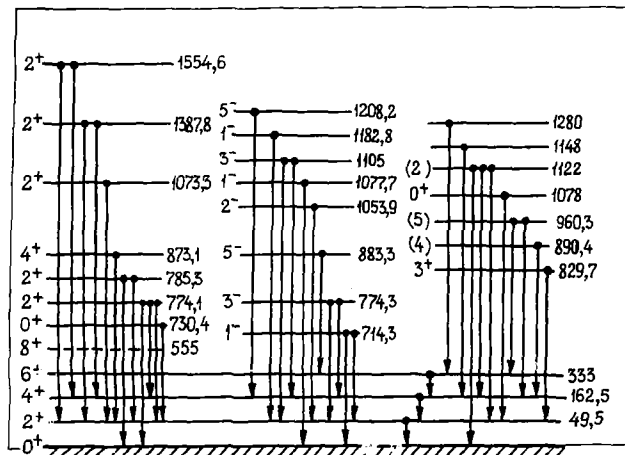
γ -Кванты, испущенные образцом под углом 125° относительно направления падающих нейтронов, регистрировались Ge(Li) -детектором, который был заключен в защиту из свинца и водородсодержащих материалов с добавками бора. Энергетическое разрешение детектора составляло 4 кэВ при $E_\gamma = 1$ МэВ.

Полное сечение образования γ -квантов определенной энергии вычислялось из дифференциального сечения по формуле

$$\sigma_{\text{полн}} = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(125^\circ),$$

которая точно выполняется для дипольного излучения и приблизительно (если малы коэффициенты при четвертом полиноме Лежандра) для квадрупольного.

Для перехода к сечениям возбуждения определенных состояний в ядре была использована схема разрядки низколежащих уровней ядра ^{232}Th , приведенная в работе [3]. Эта схема изображена на рис.1.

Рис.1. Система уровней ^{232}Th

с большой статистической точностью в тех же условиях, что и при наличии нейтронного пучка; одна из самых интенсивных γ -линий с $E_\gamma = 911$ кэВ бралась как опорная и определялось отношение других γ -линий к ней.

Гамма-спектрометр калибровался по энергии и эффективности с помощью источников ^{226}Ra и ^{137}Cs , которые на время калибровок помещались на место ториевого рассеивателя. Ошибка в определении эффективности детектора составляла 4%.

Спектры γ -излучения обрабатывались на ЭВМ "Минск-22" по программе "Перспект", разработанной в ЛИАФ им.Б.П.Константинова. Используемый нами образец ^{232}Th содержал большое количество продуктов распада тория, отдельные γ -линии от которых: 727, 771 и 785,5 кэВ-весьма близки по энергиям к γ -линиям, возникающим при неупругом рассеянии нейтронов на ^{232}Th : 728, 774 и 785 кэВ.

Для более корректного разделения этих γ -линий использовался следующий прием: измерялся γ -спектр необлучаемого образца ^{232}Th

В рабочих спектрах при облучении образца ^{232}Th нейтронами всегда присутствует интенсивная γ -линия с $E_\gamma = 911$ кэВ, площадь которой легко определяется. В тех случаях, когда какая-либо γ -линия от излучения продуктов распада ^{232}Th мешает определению площади искомой линии, то определяется вначале суммарная площадь пиков. Затем из суммарной площади вычитается площадь мешающей линии: последняя определяется на основе ее отношения к площади линии с $E_\gamma = 911$ кэВ.

Погрешность в вычислении площади γ -линии, связанная со статистической погрешностью и с неточностью аппроксимации формы линии и фона в нашем случае менялась от 2 до 10%.

Количество нейтронов, попавших в образец, определялось с помощью твердотельного детектора из следы по известному сечению деления ^{235}U . Ошибка в их определении составляла 5%.

Слюда и слой ^{235}U , помещенные в тонкостенный кадмиевый контейнер, прикреплялись непосредственно к образцу. При определении сечений образования γ -квантов вводились поправки на многократное рассеяние нейтронов, ослабление их потока и поглощение γ -квантов в образце согласно формулам, приводимым в работах [5,6]. Суммарная погрешность в определении этих поправок составляла 6%. Полная погрешность в определении сечений образования γ -линий и неупругого рассеяния нейтронов в нашем эксперименте составляла 9-13%.

На рис.2 приведены полученные нами функции возбуждения отдельных γ -линий, относящихся к процессу неупругого рассеяния нейтронов на ^{232}Th с возбуждением конкретных уровней.

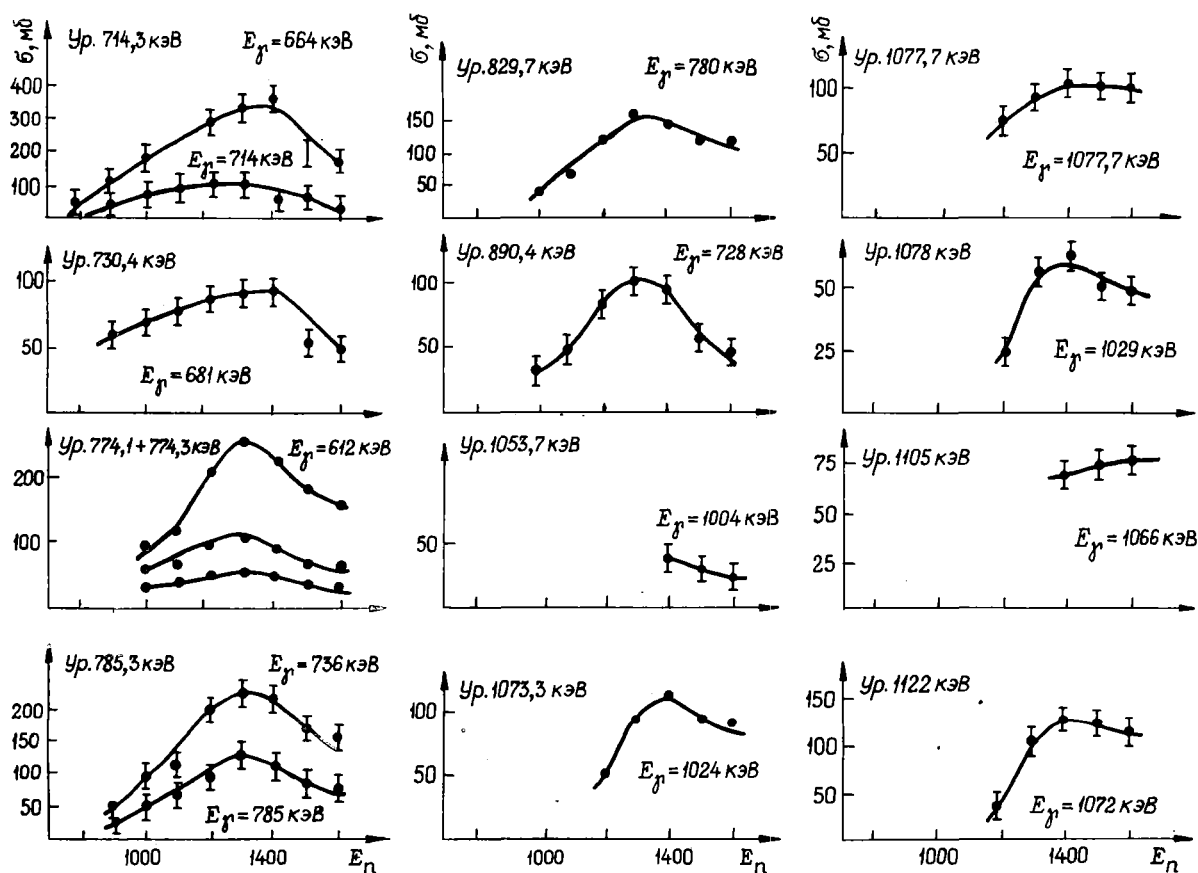


Рис.2. Зависимость выхода γ -квантов от энергии нейтронов

При переходе к сечениям неупругого рассеяния нейтронов необходимо учитывать коэффициент внутренней конверсии β -переходов. Для этого были использованы данные работы [7]. Уровни 714,3; 890,4; 1053,7; 1077,7; 1105 и 1122 кэВ распадаются переходами E1-типа, для которых коэффициент конверсии пренебрежимо мал. Уровни 730,4; 785,3 и 1078,8 кэВ распадаются переходами E2-типа, для них коэффициенты конверсии учитываются.

Затруднения вызывают уровни 774,1; 774,3; 829,7 и 1073,3 кэВ, так как они могут распадаться γ -квантами как E2-, так и M1-типа, коэффициент смешивания для них не известен. Мы использовали коэффициент конверсии для переходов E2-типа.

Однако, если предположить, что относящиеся к распадам этих уровней переходы относятся к чистому M1-типу, то это приведет к увеличению сечения неупругого рассеяния на 3% для уровня 1073,3 кэВ и на 6% для уровней 774,1 + 774,3 и 829,7 кэВ, что не превышает конечную погрешность в определении сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением указанных уровней. Полученные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением ряда уровней ^{232}Th приведены в таблице (в скобках указаны ошибки).

Сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней ^{232}Th

Положение уровня, кэВ	Сечения неупругого рассеяния, мб при E_n , кэВ								
	780	890	980	1100	1200	1300	1400	1500	1600
714,3	52(7)	150(17)	249(26)	220(22)	338(30)	398(41)	378(37)	238(26)	218(27)
730,4	-	60(7)	69(8)	73(8)	85(11)	93(13)	101(11)	49(6)	44(6)
774,1+774,3	-	-	202(27)	231(22)	373(54)	486(50)	367(38)	300(32)	285(40)
785,3	-	72(11)	151(15)	160(16)	302(31)	373(34)	342(33)	240(22)	229(30)
829,7	-	-	38(5)	64(6)	121(12)	178(16)	136(14)	115(12)	123(12)
890,4	-	-	36(6)	44(6)	81(10)	104(12)	82(9)	52(5)	46(7)
1053,7	-	-	-	-	-	-	38(9)	21(5)	20(5)
1073,3	-	-	-	-	50(9)	93(11)	121(11)	90(9)	91(9)
1077,7	-	-	-	-	78(11)	92(10)	104(11)	99(10)	107(10)
1078,8	-	-	-	-	26(8)	54(8)	60(7)	47(6)	46(6)
1105	-	-	-	-	-	-	68(7)	72(8)	74(18)
1122	-	-	-	-	53(14)	148(16)	183(18)	168(17)	152(15)

Сходные данные получены в работе [3], однако результаты этой работы приведены в виде графиков мелкого масштаба и не содержат численных данных, что делает затруднительным сравнение результатов. Наши результаты для возбуждения линии 1056 кэВ (уровень 1105 кэВ) близки к данным этой работы, для линии 715 кэВ (уровень 715 кэВ) наши результаты в 1,5 раза ниже, для всех остальных линий наши данные выше в 1,5-2 раза. Возможно, эти различия связаны с тем, что наши результаты получены при угле 125° относительно направления пучка нейтронов, а в работе [3] приведенные данные относятся к углу 90° .

В работе [3] приводятся результаты, относящиеся к возбуждению этих же уровней ^{232}Th , но полученные непосредственно по нейтронам с применением времяпролетной методики. Сравнение этих результатов с нашими показывает следующее: для уровня 714,3 кэВ наши данные в 1,5 раза выше, для уровня 1053,7 в 2 раза ниже, для остальных уровней результаты близки.

Список литературы

1. McMurray W.R., Van Heerden I.J. - Z.Physik, 1972, v. 253, p.289.
2. Демидов А.М. и др. Атлас спектров гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М., Атомиздат, 1978.
3. Ferguson A.T. e.a. - Proc. Int. Conf. Interactions of Neutrons with Nuclei. Massachusetts, 1976, v.1, p.205.
4. Козулин Э.М. и др. - Ядерная физика, 1979, т.29, вып.3, с.589.
5. Dickens I.K. - Nucl. Instrum. Meth., 1972, v.98, p.451.
6. Стрижак В.И. и др. - Физика быстрых нейтронов, М., Атомиздат, 1977.
7. Hager R.S., Seltzer E.S. - Nucl. Data, 1968, v.A4, N 1,2.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ (n, α)
НА ЯДРАХ ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm

Ю.А. Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А. Втюрин,
А.К. Корейво, Ю.П. Попов, М.С. Тампиньски
(ОИЯИ)

INVESTIGATION OF AVERAGED CROSS-SECTIONS OF REACTIONS (n, α) ON ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm . Alpha-spectra from the (n, α) reaction on ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm averaged over resonances were measured in the keV neutron energy range. The dependence of α -widths of the nuclei on neutron energy up to 10 keV was investigated. The results obtained are in agreement with the assumption made in the frame of the theory about the constancy of mean α -width.

Исследования усредненных по резонансам сечений реакции (n, α) , недавно начатые в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, позволяют существенно расширить диапазон энергий нейтронов по сравнению с проводившимися ранее исследованиями реакции (n, α) в отдельных резонансах [1]. Благодаря усреднению по большому числу резонансов появляется возможность увеличить точность определения средних α -ширин и исследовать их зависимость от энергии нейтронов.

Авторами настоящей работы были опробованы следующие методы измерения усредненных сечений реакции (n, α) :

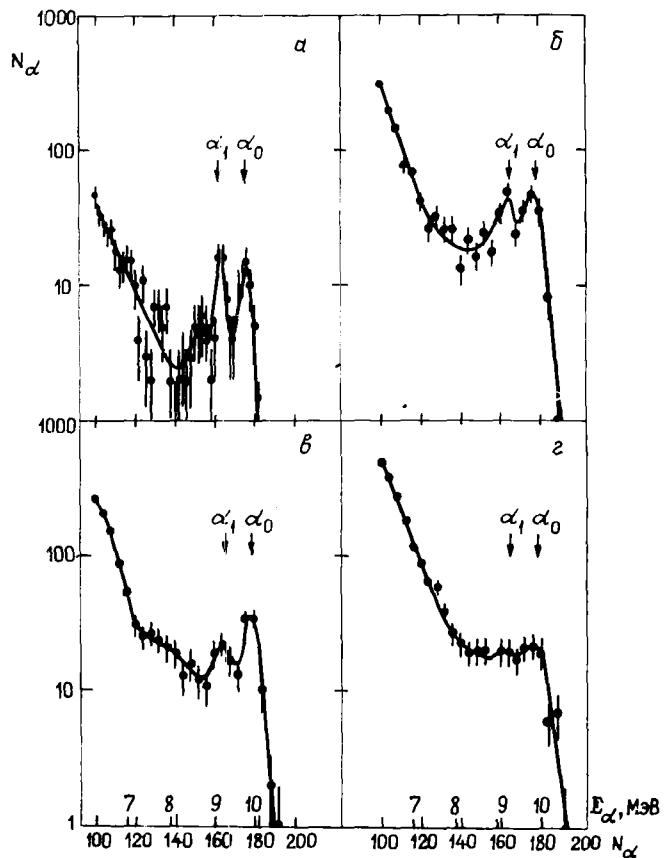
- использование в качестве источника нейтронов реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ [2];
- использование фильтрованных пучков стационарного реактора [3, 4];
- метод времени пролета [5, 6].

Наиболее информативной представляется последняя методика, поскольку она позволяет вести измерения одновременно в непрерывной последовательности интервалов, что дает меньшую погрешность в определении относительного хода сечения и позволяет искать его локальные изменения, обусловленные, например, проявлением α -кластерных состояний, в компаунд-ядре.

Измерения для всех ядер проводили методом времени пролета в бустерном режиме реактора ИБР-30 при средней мощности 7 кВт и временном разрешении 48 нс/м. Время измерения обычно составляло около 200 ч. В качестве альфа-спектрометра применяли цилиндрическую ионизационную камеру с сеткой [7]. Информация с камеры кодировалась и накапливалась в двумерном виде (амплитуда сигнала - времени пролета) в памяти мини-ЭВМ, а затем записывалась на магнитную ленту. По окончании измерений информация сортировалась во временных окнах для получения амплитудных спектров.

Типичные усредненные по резонансам спектры реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ показаны на рисунке.

Усредненные по резонансам спектры реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ для энергий нейтронов, кэВ: 0,25-0,5 (а); 0,7-1,5 (б); 1,5-3,3 (в) и 3,3-8,5 (г)



Фон выделялся плавной экstrapоляцией со стороны низких энергий. Нормировка сечений осуществлялась по низколежащим резонансам исследуемых ядер с помощью выражения

$$\langle \sigma_{n,\alpha_f} \rangle = \frac{N_{\alpha_f} \Phi(E_0^k) \lambda_k^2 g_J^k \pi \Gamma_n^k \Gamma_\alpha^k}{N_{\alpha_k} 2\Gamma^k \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n},$$

где N_{α_f} - счет α -частиц перехода в конечное состояние f ; $\Phi(E_n) = \Phi_0 E_n^{-0,9}$ - зависимость потока нейтронов от энергии $[8]$; λ - длина волны нейтрона; $\Gamma, \Gamma_n, \Gamma_\alpha$ - полная, нейтронная и α -ширина резонанса. Индекс k относится к опорному резонансу. Параметры опорных резонансов были взяты из работ $[1,9-12]$.

Измеренные полные сечения реакции (n, α) и полученные на основе этих данных α -ширины приведены в табл. I и 2. Средние полные α -ширины изотопов ^{123}Te и ^{143}Nd (см. табл. I) являются фактически парциальными ширинами α -переходов в основные состояния дочерних ядер, так как переходы на возбужденные состояния ослаблены примерно в сто раз падением проникаемости барьера для α -частицы (у дочерних ядер велико расстояние между основным и первым возбужденным состояниями). Погрешности средних сечений, приводимые в таблицах, включают в себя статистическую ошибку и ошибку калибровки в погрешности средних α -ширин. Кроме того, учтена погрешность, обусловленная конечным числом каналов α -распада в резонансе и конечным числом резонансов на интервале усреднения. Подробнее о связи средних сечений и α -ширины и их погрешностях сообщается в работе $[5]$.

Таблица I

Полное сечение реакции (n, α) и α -ширины для двух изотопов

Ядро-мишень	Литература	ΔE_n , кэВ	μ_0	N_{α_0}	$\langle \sigma_{n,\alpha_0} \rangle$, мкб	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle_J$, $\times 10^{-8}$	$\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$, мкэВ
^{123}Te	$[10]$	0-0,62	6	-	-	$1,8 \pm 0,9$	$7,5 \pm 4,5$
	Наст. работа	0,5-1,25	22	150 ± 50	80 ± 30	$3,1 \pm 1,5$	13 ± 6
	То же	1,25-2,5	40	65 ± 20	40 ± 15	$3,5 \pm 1,5$	14 ± 6
	"	2,5-5,0	80	< 70	< 45	< 7	< 30
	"	5,0-10	165	< 45	< 30	< 8	< 35
^{143}Nd	"	10-20	330	< 60	< 30	< 14	< 60
	"	0-1,2	15	-	-	13 ± 5	22 ± 8
	"	1,2-2,9	19	145 ± 30	150 ± 35	11 ± 5	18 ± 7
	"	2,9-5,0	27	72 ± 11	105 ± 24	14 ± 5	23 ± 8
	"	5,0-8,5	44	44 ± 10	65 ± 21	13 ± 6	21 ± 9
	"	8,5-13,7	66	28 ± 15	45 ± 24	14 ± 9	23 ± 14
	$[4]$	22-27	27	-	15 ± 4	11 ± 4	19 ± 7
$[13]$	8-70	200	-	20 ± 3	(6 ± 2)	(9 ± 3) 14 ± 2	

Примечание. В скобках приведены значения за вычетом вклада p -нейтронов.

Для полных α -ширин изотопов ^{143}Nd и ^{147}Sm , которые измерены с лучшей точностью и в более широком интервале энергии нейтронов, была сделана попытка проверить справедливость предположения статистической теории о независимости средней α -ширины от энергии нейтронов. Проверка по критерию χ^2 показала, что это предположение не противоречит полученным данным, например для ^{147}Sm уровень достоверности $P(\chi^2)$ равен 60%. В то же время на основе полученных данных нельзя исключить возможности вариаций средней α -ширины, например для ^{147}Sm в интервале 0,5-8 кэВ она может измениться вдвое. Для ^{143}Nd следует отметить малую величину сечения в интервале 1,6-2,4 кэВ, соответствующем полосе пропускания скалдового фильтра, где $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle (2 \pm 0,4 \text{ кэВ}) = 55 \pm 20 \text{ мкб}$ и соответственно $\langle \frac{\Gamma_{\alpha}}{D} \rangle_J = (4 \pm 2,5) 10^{-8}$, что в три раза меньше среднего значения в ин-

Таблица 2

Полное сечение реакции (n, α) и α -ширины для изотопов самария

Ядро-мишень	Литература	ΔE_n , кэВ	μ_t	N_{α_t}	$\langle \sigma_{n, \alpha_t} \rangle$, мкрб	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_t}}{D} \rangle_J$, $\times 10^{-8}$
^{147}Sm	Наст. работа	0,25-0,5	23	127±12	590±90	14±4
	То же	0,7-1,5	131	280±25	390±60	18±4
	[3]	1,7-2,3	156	-	155±30	13±3
	Наст. работа	1,5-3,3	300	170±20	230±35	21±4
	То же	3,3-8,5	790	150±30	160±50	28±9
	"	10-20	2400	< 20	< 100	< 50
	[2] [4]	8-70 22-27	3000 450	- -	32±8 24±6	23±6 14±4
^{149}Sm	[1]	0-0,09	28	-	-	2,3±1,0
	Наст. работа	0,06-0,1	25	53±12	530±180	5,1±2,2
	То же	0,1-0,21	62	41±12	240±100	3,7±1,6
	"	0,21-0,65	198	39±12	140±55	4,0±1,6
	"	0,65-2,09	655	36±12	110±45	7,8±3,3

тервале 0-13 кэВ. Сечения реакции (n, α) на ядрах ^{123}Te и ^{149}Sm заметно меньше, поэтому величину сечения удалось получить только до энергии порядка 2 кэВ. Как видно из табл.1 и 2, полученные результаты также не противоречат статистической теории.

Для ^{147}Sm удалось выделить сечения α -переходов в основное и первое возбужденное состояния (табл.3). Хотя погрешности полученных величин отношений приведенных α -ширин велики, вся совокупность данных не исключает возможности усиления α -перехода на первое возбужденное состояние, предсказанного в работе [15] (см.табл.3). Однако, если такое усиление и существует, его величина не превышает двух.

Таблица 3

Средние α -ширины и отношение приведенных α -ширин для ^{147}Sm

Литература	ΔE_n , кэВ	$\langle \sigma_{n, \alpha_0} \rangle$, мкрб	$\langle \sigma_{n, \alpha_1} \rangle$, мкрб	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle_J$, $\times 10^{-8}$	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_1}}{D} \rangle_J$, $\times 10^{-8}$	$\langle \frac{\beta_{\alpha_1}^2}{\beta_{\alpha_0}^2} \rangle$
[14]	0-0,2	-	-	6,5±4	2,5±1,5	1,5±2
Наст. работа	0,25-0,5	260±50	220±50	6±3	5,5±2	1,8±1,2
То же	0,7-1,5	180±40	160±35	9±3	7±2	1,6±0,6
[3]	1,7-2,3	70±20	55±15	6±2,2	4,5±1,4	1,5±0,45
Наст. работа	1,5-3,3	110±25	90±20	10±3	7±1,8	1,48±0,45
То же	3,3-8,5	70±20	55±15	12,5±4	10±2,8	1,6±0,45
[4]	22-27	13±3	8±2	7±1,7	5±1,2	1,23±0,32

Список литературы

- Глуденков В.М., Парк Хон Чер, Попов Ю.П. - Бюллетень центра данных ЛИЯФ. Ленинград, 1977, вып.4, с.3.
- Втирин В.А. и др. - Препринт РЗ-10733, Дубна, ОИЯИ, 1977.

3. Вертебный Б.П. и др. - См. [2], P3-II392, 1978.
4. Анджеевски Ю. и др. - См. [2], P3-I3013, 1980.
5. Во Ким Тхань и др. - См. [2], P3-I2755, 1979.
6. Во Ким Тхань и др. - См. [2], P3-I2756, 1979.
7. Анджеевски Ю. и др. - См. [2], I3-I2458, 1979.
8. Голиков В.В. и др. - См. [2], P3-3736, 1971.
9. Neutron Cross-Sections. BNL-325, 3d Ed., v.1, 1973.
10. Во Ким Тхань и др. - См. [2], P3-II644, 1978.
11. Втюрин В.А. и др. - Ядерная физика, 1976, т.23, вып.6, с.1165.
12. Винивартер П. и др. - См. [2], P3-7245, 1973.
13. Попов Ю.П., Салацкий В.И., Хуухэнхуу Г. - См. [2], P3-I2095, 1979.
14. Popov Yu.P. - In: Nuclear Structure Study with Neutrons, Plenum Press. N.Y., 1974, p.65.
15. Соловьев В.Г. - Ядерная физика, 1971, т.13, с.48.

УДК 539.172.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИИ СЕЧЕНИЙ И ПОЛНЫХ α -ШИРИН
В РЕАКЦИЯХ $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ И $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$

А.А. Антонов, А.А. Богдзель, Ю.М. Гледенов,
С.М. Аринова, Ю.П. Попов, В.Г. Тишин
(ОИЯИ)

INVESTIGATION OF FLUCTUATION OF CROSS-SECTIONS AND TOTAL
 α -WIDTHS IN REACTIONS $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ AND $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$. Total
resonance α -widths were measured for the $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ re-
action at a neutron energy up to 700 eV and for the $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$
reaction up to 4 keV. Averaged cross-sections of these
reactions were measured up to 3 keV and 30 keV, respectively.
Data analysis revealed a noticeable fluctuation of cross-
sections averaged over intervals containing 10-30 resonances.

Свойства таких сложных состояний, как нейтронные резонансы, обычно описываются на основе статистической теории, в рамках которой изучаются их нейтронные, радиационные и α -ширины. На общем фоне статических закономерностей получены указания на возможные отклонения от них (см., например, [1]). В частности, при изучении реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ отмечалась аномальность характеристик резонанса с $E_0=185$ эВ и существенное различие в значениях $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ в интервалах $E_n < 100$ эВ и $100 < E_n < 200$ эВ [2]. Представляется интересным выяснить, какова ситуация на более широком энергетическом интервале. Вопрос этот не случайный, так как связан с закономерностями фрагментации силы α -кластерных уровней по компаунд-состояниям. В связи с этим были проведены измерения на пучке нейтронов установки "Факел" ИАЭ им.И.В.Курчатова [3]. Схема эксперимента приведена на рис.1, сведения о мишенях и условиях эксперимента - в табл.1. Для регистрации α -частиц использовался разработанный авторами многосекционный детектор, состоящий из двоянных пропорциональных камер, работающих на совпадениях [4].

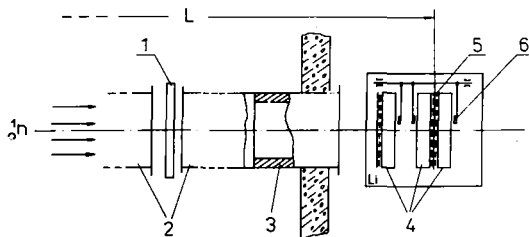


Рис.1. Схема эксперимента: 1 - борный фильтр; 2 - нейтронотвод; 3 - коллиматор; 4 - двоянные пропорциональные камеры; 5 - мишени; 6 - контрольные α -источники

Измерялись временные спектры выхода α -частиц. Калибровка для реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ проводилась относительно резонанса ^{147}Sm с $E_0=83,4$ эВ, а для ^{67}Zn - относительно резонанса ^{67}Zn с $E_0=1548$ эВ, α -ширины которых $2,5 \pm 0,3$ мкэВ [5] и 680 ± 300 мкэВ [6] соответственно. Получены значения Γ_α или их верхние оценки для всех известных резонансов ^{147}Sm до 700 эВ и ^{67}Zn до 4 кэВ, которые хорошо согласуются с имеющимися данными [5,6].

Таблица I

Ядро-мишень	Обогащение	Толщина слоя, мг/см ²	Площадь, см ²	Количество слоев	Временное разрешение, нс/м	Время измерений, ч
¹⁴⁷ Sm	95,3	5,00	625	2	4	180
⁶⁷ Zn	91,8	2,97	625	4	2,5	100
⁶ Li	90,5	0,023	620	1	-	-

В табл.2 приведены величины $R_n = \frac{2g\Gamma_n^0}{\langle 2g\Gamma_n^0 \rangle}$ и $R_\alpha = \frac{\Gamma_\alpha}{\langle \Gamma_\alpha \rangle_{J=3^-}}$ - относительные величины вероят-

ности данного вида распада или, по терминологии И.М.Франка [7], сродство с данным видом распада. Видно, что до 700 эВ из двух резонансов с большими Γ_α только один (185 эВ) проявляет специфические свойства и в нейтронном канале распада. При более высоких энергиях на временном спектре ¹⁴⁷Sm (рис.2) проявляется несколько пиков, которые могут соответствовать резонансам с большой α -шириной. Так как резонансные параметры в области энергий нейтронов 1,1-3,2 кэВ не известны, оценки α -ширин для них получены в предположении тонкого образца и большой нейтронной ширины ($\Gamma_n \gg \Gamma_p$) и составляют (30+50+40%) мкэВ. Оказывается, что экспериментальные вероятности существования резонансов с большими Γ_α согласуются с рассчитанными по статистической теории в предположении, что полные α -ширины подчиняются χ^2 -распределению с числом степеней свободы $\nu_{\text{эф}}=2$ [2], т.е. по этому параметру не являются аномальными.

В случае ⁶⁷Zn в диапазоне до 30 кэВ эксперимент указывает на отсутствие резонансов с аномальными α -ширинами.

Метод времени пролета позволяет получать информацию о средних сечениях в отдельных энергетических интервалах. Абсолютное значение усредненного по энергетическому интервалу ΔE_n сечения определялось по формуле

$$\langle \sigma(n, \alpha) \rangle = \frac{N_\alpha}{(N_\alpha)_k} \frac{\Phi(E_0^k) \lambda_k^2 (g\Gamma_n)_k (\Gamma_\alpha)_k}{2\Gamma_k \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n},$$

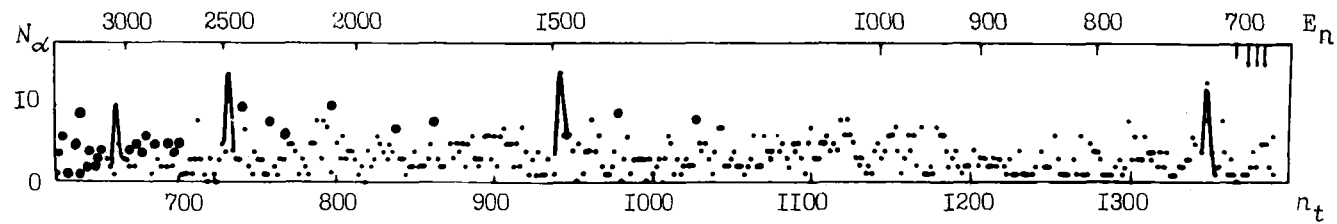
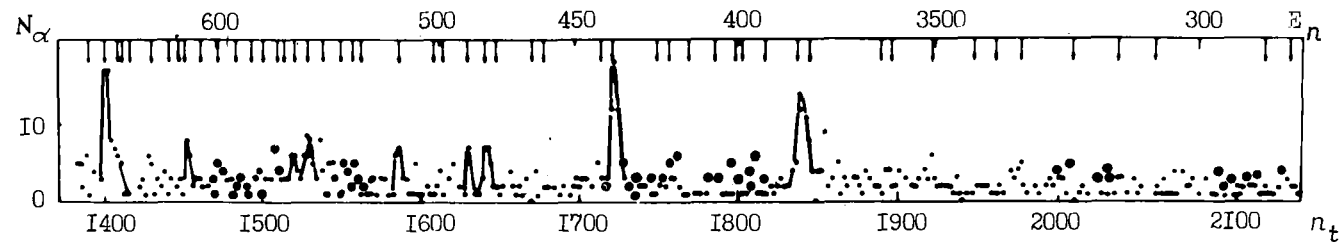
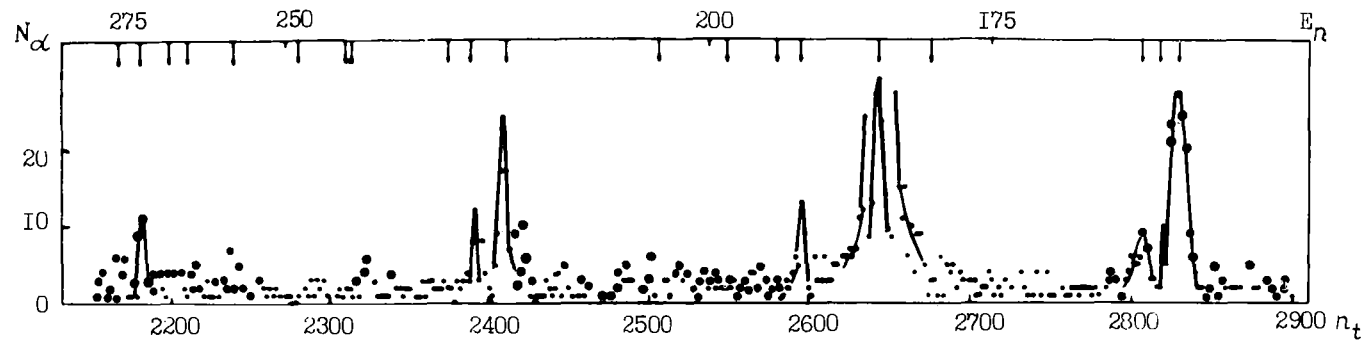
где N_α - число зарегистрированных α -частиц в интервале ΔE_n ; λ - длина волны нейтрона; Φ - поток нейтронов; индекс k означает принадлежность к калибровочному резонансу. В качестве опорных были использованы те же резонансы, что и в случае определения α -ширин. Зависимость фона от времени пролета определялась из отсчетов между резонансами и в резонансах марганца ($E_0=0,377$; 1,098 и 2,375 кэВ). Фон слабо менялся с энергией E_n ; так, в измерении на ¹⁴⁷Sm в диапазоне $0,1 < E_n < 3$ кэВ фон составлял 0,7-0,8 имп./канал.

Усредненные по интервалам энергий ΔE_n сечения $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$ представлены на рис.3. Приведенные погрешности включают только экспериментальные ошибки. Сплошная кривая - результат подгонки по статистической модели, пунктирные кривые показывают коридор ошибок, соответствующий δ и 2δ . Видно, что имеется довольно сильная флуктуация сечений при усреднении по интервалам, включающим 10-15 резонансов ($\Delta E_n=100$ эВ у ¹⁴⁷Sm и 5 кэВ у ⁶⁷Zn). Хорошего согласия экспериментального сечения с рассчитанным по обычной формуле для усредненных сечений [8] с использованием одного подгруппочного параметра $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ получить не удалось (результат подгонки по 14 точкам ¹⁴⁷Sm дает $\chi^2_{\text{мин}}=60$ при $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{J=3^-}=25$ мкэВ и по 6 точкам ⁶⁷Zn $\chi^2_{\text{мин}}=11$ при $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{J=3^-}=268$ мкэВ).

Связаны ли столь значительные наблюдаемые различия значений $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle_{\Delta E_n}$ со случайными отклонениями (в предположении следования статистической модели) или обусловлены определенными физическими причинами - вопрос остается пока открытым. Первым шагом в этом направлении может быть проверка наличия корреляций с другими каналами. Интересно было бы расширить и диапазон исследуемых энергий.

Таблица 2

E_0 , эВ	$2g\Gamma_n^0$, мэВ	$\Gamma_\alpha \times 10^7$, эВ	R_n	R_α
185,0 \pm 0,4	24,1 \pm 1,7	196 \pm 18	4,0	4,5
663 \pm 1	3,0 \pm 1,5	173 \pm 80	0,5	4,0



18

Рис.2. Временной спектр α -частиц из реакции $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nb}$

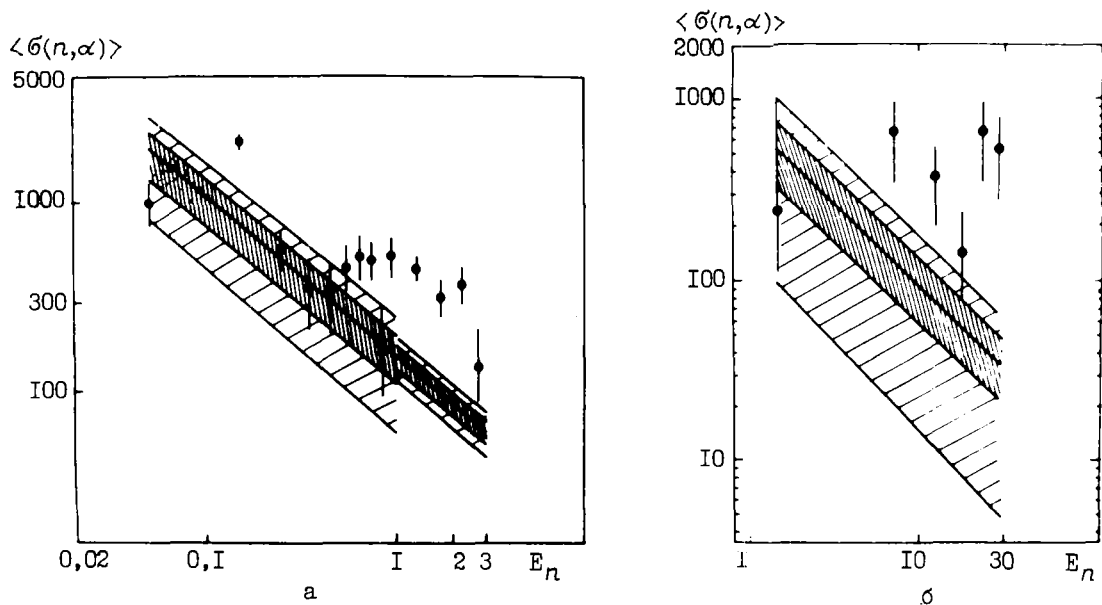


Рис.3. Усредненные по интервалам ΔE_n сечения $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$: а - для ^{147}Sm ; б - для ^{67}Zn

Список литературы

1. Попов Ю.П. - В кн.: Избранные вопросы структуры ядра. ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, т.1, с.116.
2. Valabanov N.P. et al. Nucl. Phys., 1976, v.A261, p.35.
3. Певзнер М.И. и др. - Препринт ИАЭ - 2122, 1971.
4. Антонов А. и др. - Препринт ОИЯИ, РЗ-12146, Дубна, 1979.
5. Гледенов Ю.М. и др. - Бюллетень центра данных ЛИЯФ. Ленинград, 1977, вып.4, с.3.
6. Антонов А. и др. - Ядерная физика, 1978, т.27, с.18.
7. Frank I.M. - In: Nuclear Structure Study with Neutrons, p.17, Akademia Kiado, Budapest, Hungary, 1974.
8. Lane A.M., Lynn J.E. - Proc. Phys. Soc., 1957, v.A70, p.557.

УДК 539.172.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОБАРАНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ
В РЕАКЦИИ $^{207}\text{Pb}(np)$

Г.Е.Беловицкий, Ю.А.Преображенский, О.С.Пресняк
(ИЯИ АН СССР)

THE INVESTIGATION OF POSSIBILITY OF EXCITATION OF IAS IN $^{207}\text{Pb}(np)$ -REACTION. The possibility of excitation of IAS in compound nucleus ^{208}Pb in reaction $^{209}\text{Pb}(np)$ was investigated with the help of activation method. The upper limit of the (np) -reaction resonance cross-section was estimated. The results were compared with that other works and with calculation.

Изучение возбуждения изобараналоговых состояний (ИАС) в запрещенных по изоспину реакциях с нейтронами важно как для понимания механизма реакции, так и для выяснения механизма нарушения изоспиновой симметрии.

В работе [1] впервые в составном ядре ^{208}Pb в реакции $^{207}\text{Pb}(np)$ наблюдались два резонанса при $E_n = 16,6$ и $17,2$ МэВ. Полная ширина резонансов $\Gamma = 200$ кэВ характерна для ИАС, а упру-

гая нейтронная ширина оказалась необычайно большой ($\Gamma_n = 120$ кэВ). В реакции $^{208}\text{Pb}(n,p)$ [2] не наблюдалось возбуждения ИАС, тогда как в $^{90}\text{Zr}(n,n)$ и (n,p) [3] наблюдалось возбуждение нескольких ИАС с типичным значением ширин $\Gamma = 50$ кэВ и $\Gamma_n = 1,0$ кэВ.

Ранее наблюдались ИАС в составном ядре ^{207}Pb в реакции $^{206}\text{Pb}(n,p)$ при энергии нейтронов 14,0 и 14,4 МэВ [4], при этом было получено $\Gamma = 150$ кэВ, $\Gamma_n^{\dagger} = 0,06$ кэВ.

В ходе экспериментов, описанных в настоящей работе, исследовалось возбуждение ИАС в составном ядре ^{208}Pb в реакции $^{207}\text{Pb}(n,p)$ нейтронами с $E_n = 15,3 - 19,0$ МэВ. Энергия нейтронов, необходимая для возбуждения изобараналого основного состояния материнского ядра ^{208}Tl , равна 15,6 МэВ. Схема уровней ядра ^{208}Tl для энергий возбуждения более 1 МэВ не известна [5]. Поэтому рассчитать значение E_n для соответствующих аналогов невозможно. Из экспериментальных данных для соседних n-n-ядер следует, что общее число уровней материнского ядра в исследуемом интервале энергий более 60. Большинство из них имеет простую частично-дырочную структуру.

Реакция $^{207}\text{Pb}(n,p)^{207}\text{Tl}$ с $Q = -0,7$ МэВ идентифицировалась по наведенной β -активности. Остаточное ядро ^{207}Tl является чистым β -излучателем с $E_{\beta \text{ макс}} = 1,4$ МэВ и $T_{1/2} = 4,77$ мин. Возможны еще реакции $^{207}\text{Pb}(n, pn+nd)^{206}\text{Tl}$. Изотоп ^{206}Tl - чистый β -излучатель с периодом полураспада $T_{1/2} = 4,3$ мин. Эти реакции нельзя отделить от основной активационным методом. Однако из работы [6] следует, что они не препятствуют наблюдению ИАС. Реакция (nd) является дважды запрещенной по изоспину. Обогащенные образцы ^{207}Pb содержали 79% ^{207}Pb , 18% ^{208}Pb , 3% ^{206}Pb , поэтому измерялась суммарная активность, связанная с реакциями $^{207}\text{Pb}(n,p+n, pn+nd) + ^{208}\text{Pb}(n,p+n, pn+n \alpha)$. Нейтроны с энергией 15-19 МэВ получали в реакции $T(dn)$ на электростатическом генераторе ЭГ-5 изменением энергии дейтронов от 0,8 до 3 МэВ и установкой образцов под углами 10 и 50° к пучку дейтронов. Использовались Tl - T - мишени толщиной 0,6-0,8 мг/см². Калибровка ускорителя и толщина мишеней контролировались по порогу (pn) -реакции. Энергетическое размытие пучка нейтронов - около 200 кэВ, а энергетический шаг при измерениях 50-150 кэВ.

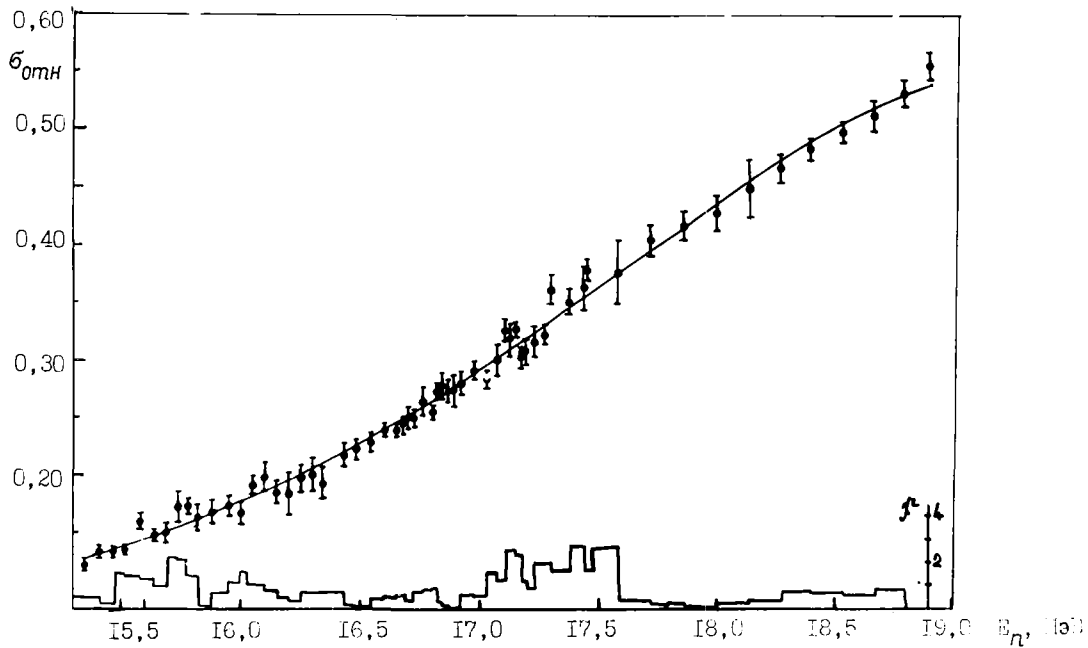
Образцы ^{207}Pb - пластины размером 30x50 мм и толщиной 0,4 мм устанавливались на расстоянии 5 см от мишени узкой стороной к источнику нейтронов. Время облучения 6 мин. Активность образцов измерялась на установках, представляющих собой два счетчика СБТ-10 с рабочей площадью 30 см², смонтированных окнами друг к другу (4я-геометрия) и помещенных для уменьшения фона в свинцовый цилиндр толщиной 5 см, окруженный ковром из счетчиков МС-6, включенных в схему антисовпадений. Счетчики работали в гейгеровском режиме.

Мониторингирование первичного пучка нейтронов осуществлялось активацией одного из образцов ^{28}Si , ^{27}Al , ^{138}Ba , которые устанавливались под углом 120° к пучку дейтронов. Для этого угла энергия нейтронов ($E_n = 13,4$ МэВ) не зависит от энергии дейтронов. Мониторные образцы обладали периодом полураспада, близким к 5 мин, и большим сечением реакции. В случае монитора ^{138}Ba (обогащение 99,8%) использовалась реакция $^{138}\text{Ba}(n, 2n)^{137\text{m}}\text{Ba}$ с $Q = -8,61$ МэВ. Активность изомера $^{137\text{m}}\text{Ba}$, испускающего γ -кванты с $E_{\gamma} = 0,66$ МэВ, измерялась на $\text{Ge}(\text{Li})$ -спектрометре. Более удобными оказались мониторы из алюминия и кремния. Использовались реакции $^{27}\text{Al}(n,p)$ и $^{28}\text{Si}(n,p)$. Их β -активность измерялась на тех же установках, где измерялась и β -активность образцов ^{207}Pb . Кроме того, они обеспечивали большую статистическую точность. Наблюдалось хорошее совпадение результатов при использовании разных мониторов.

В образцах ^{207}Pb имеется примесь изотопа ^{208}Pb , поэтому был измерен энергетический ход активностей в ^{208}Pb (обогащение 98%) для нейтронов с энергией 16,4-17,7 МэВ. Отклонения от гладкого хода находятся в пределах экспериментальных ошибок, а вклад ^{208}Pb в активность ^{207}Pb не превышал 25%.

Было выполнено несколько серий измерений функции возбуждения реакции $^{207}\text{Pb}(n,p)$. Результаты измерений приведены на рисунке (там же приведены распределения усредненных компонент χ^2).

Полная экспериментальная ошибка для доверительной вероятности 0,7 равна около 5%. Через экспериментальные точки по методу наименьших квадратов была проведена кривая и вычислены отклонения экспериментальных точек от кривой по методу χ^2 (см. рисунок). В связи с данными, приведенными в работе [1], особое внимание было уделено интервалу $E_n = 16,4-17,2$ МэВ. Обработка во всех сериях дает $\chi^2 = 0,8-1,4$ и не указывает на наличие каких-нибудь аномалий. Построение компонент χ^2 , усредненных по скользящему интервалу из трех точек, во всех сериях показывает наличие выбросов с квадратичной амплитудой от 1 до 3, что не позволяет сделать вывод о наличии резонансов во всем исследованном интервале энергий нейтронов.



функции возбуждения реакции $^{207}\text{Pb}(n,\gamma)$

Можно лишь оценить верхнее значение резонансного сечения $\sigma_{\text{пр}}^R = 0,1\sigma_{\text{ф}}$ (две ошибки), где $\sigma_{\text{ф}}$ - фоновое сечение. Спираясь на данные работы [7] и настоящие измерения, с учетом вклада активности ^{208}Pb , получим $\sigma_{\text{ф}} = 6$ мб, а $\sigma_{\text{пр}}^R \leq 0,6$ мб. Используя формулу Брейта-Вигнера для одиночного резонанса и значение $0,1 < \Gamma_p/\Gamma < 0,7$ для ИАС в окрестности свинца [6], получим упругую нейтронную ширину $\Gamma_n^{\dagger} < 10$ кэВ. Расчет, сделанный в работе [8], дает $\Gamma_n^{\dagger} = 0,002$ кэВ. В работе [1] получено $\Gamma_n^{\dagger} = 120$ кэВ. Это значение на порядок больше нашего, полученного в ходе настоящих экспериментов, и больше значений Γ_n^{\dagger} , полученных при других экспериментах [9].

Результаты настоящих опытов и опытов, описанных в работе [1], где в том же составном ядре в полных и дифференциальных сечениях для нейтронов с энергиями 16,6 и 17,2 МэВ (энергия возбуждения 24,0 и 24,6 МэВ) наблюдались резонансы с $\sigma_{\text{пр}}^R = 150$ мб, можно согласовать при условии, что $\sigma_{\text{пр}}^R = \sigma_t^R \Gamma_p/\Gamma$, откуда $\Gamma_p/\Gamma < 3 \cdot 10^{-3}$, или $\Gamma_n/\Gamma_p > 3 \cdot 10^2$.

В работе [6] отмечено, что в реакциях $^{208}\text{Pb}(\gamma p + \gamma_1 p n)$ и $^{208}\text{Pb}(e, e' p)$ при $E_* = 25$ МэВ наблюдались ИАС ($J^{\pi} = 1^{-}$). Эти резонансы не видны в реакции $^{207}\text{Pb}(n, \gamma)$, что, возможно, связано как с меньшей величиной эффекта, так и с тем, что в реакции (n, γ) в отличие от (γp) может возбуждаться много ИАС, которые из-за их перекрывания оказываются ненаблюдаемыми.

Теперь сопоставим результаты приведенных выше трех опытов с σ_{γ} - полным сечением поглощения γ -квантов в ^{208}Pb [10]. Допустим, что резонансы, наблюдавшиеся в реакциях с нейтронами [1] и γ -квантами, тождественны. Резонансное сечение возбуждения ИАС в реакции (γp) : $\sigma_{\gamma p}^R = 3$ мб [6]. Используя $\Gamma_n/\Gamma_p > 3 \cdot 10^2$, полученное из первых двух опытов, можно вычислить резонансное сечение для реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$: $\sigma_{\gamma n}^R = 3 \cdot 3 \cdot 10^2 = 900$ мб. Как следует из работы [10], в этой области энергии γ -квантов резонансы в σ_{γ} не наблюдались, хотя $\sigma_{\gamma} < 50$ мб и постоянно в очень широком интервале E_{γ} .

Весьма вероятно, что резонансы, наблюдавшиеся в экспериментах с нейтронами и γ -квантами, относятся к разным высоковозбужденным состояниям ядра ^{208}Pb . Дополнительным подтверждением этого служит сдвиг энергий резонансов в обоих опытах на 700 кэВ. Все это, а также необычайно большая Γ_n^{\dagger} позволяют высказать предположение, что резонансы, наблюдавшиеся в работе [1], возможно, связаны с образованием при высоких энергиях возбуждения других входных состояний.

В заключение следует отметить близость резонансных значений энергии нейтронов в работе [1] с энергиями протонов при возбуждении ИАС $d_{5/2}$ и $s_{1/2}$, которые наиболее сильно возбуждаются в реакции (pp) на изотопах свинца [11].

Список литературы

1. Бенецкий Б.А., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраних И.В. - Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1972, № 3, с.75; 1978, № 4, с.27.
2. Long D., Omega S. - Can.J.Phys., 1974, v.52, N 7.
3. Hicks O., Legge A. - J.Phys.: A. Math.Nucl.Gen., 1974, v.7, N 3.
4. Беловицкий Г.Е., Пресняк О.С. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, вып.12, с.791.
5. Nucl.Data Sheets, 1971, v.5, N 3, p.254.
6. Dahman H., Dreyer F. e.a. - Nucl.Phys., 1971, v.A164, p.140; Shoda K., Oikawa S. e.a. - Nucl. Phys., 1975, v.A246, p.365.
7. Беловицкий Г.Е., Пресняк О.С., Сухов Л.В., Мамонтов Н.В. - Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1974, № 5, с.16.
8. Губа В.Г., Рыкованов Г.Н., Урин М.Г. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.I. М., ЦНИИатоминформ, 1977, с.147.
9. Гужовский Б.Я. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, вып.5, с.208.
10. Сорокин Ю.Н., Хрущев В.А., Юрьев Б.А. - Изв. АН СССР. Сер.физ., 1973, № 36, с.156.
11. Stein N., Coffin J.P. e.a. - Contr. Int. Conf. of Properties of Nucl. States. Montreal, Canada, 1969, p.319.

УДК 539.172.162.2

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^3He В ИНТЕРВАЛЕ 0,025-250 эВ

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Я.В.Ежбицкий,
А.М.Говоров, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

(ОИЯИ)

THE ENERGY DEPENDENCE OF THE ^3He TOTAL NEUTRON CROSS-SECTION IN ENERGY RANGE 0.025-250 eV. The n - ^3He -total cross-section and its energy dependence for 0.025-250 eV were obtained from the neutron transmission measurements with the ^3He gaseous targets by the time-of-flight method. The deviation of the cross-section from the $1/V$ -law is discussed.

Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами ^3He относится к числу стандартных [1], т.е. сечений, плавно меняющихся в широком диапазоне энергий и известных с хорошей точностью. Однако последнему требованию удовлетворяют измерения полного сечения [2] и сечения рассеяния [3] лишь в тепловой области. Данные же о сечениях в интервале энергий 10 эВ - 10 кэВ до последнего времени были очень незначительны. Единственный экспериментальный результат [4] для сечения поглощения [реакция $^3\text{He}(n,p)$] был получен из отношения сечений $^3\text{He}(n,p)$ - и $^6\text{Li}(n,\alpha)$ -реакций.

В настоящей работе сообщаются результаты измерений полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами ^3He в интервале энергий 0,025-250 эВ. Измерения выполнены методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30. Пролетная база до детектора составляла $115,51 \pm 0,05$ м при измерениях в тепловой области энергий (реакторный режим) и $57,72 \pm 0,03$ м при измерениях в резонансной области (бустерный режим работы реактора совместно с ускорителем электронов ЛУЭ-40). В качестве мишеней использовали газовые образцы в цилиндрических контейнерах из нержавеющей стали диаметром 50 мм и длиной $590,3 \pm 0,05$ мм. Рабочее давление при температуре 22°C составляло $100,59 \pm 0,02$ торр, $49,86 \pm 0,05$ торр, $50,28 \pm 0,05$ торр (1 торр = $133,322$ Па) в образцах для тепловой области энергий и $751 \pm 0,2$ торр в образце для резонансной области. Контейнеры подвергали высоковакуумной откачке при нагреве до 150°C ; они имели натекание не более $4 \cdot 10^{-6}$ торр/ч. Гелий-3 для мишеней очищали с помощью криогенно-сорбционных ловушек. Примесь ^4He в использовавшихся образ-

цах ^3He составляла $(1,7 \pm 0,1)\%$ и определялась путем масс-анализа на электростатическом ускорителе ЭГ-5. Измеренные с учетом этого толщины газовых образцов составляли $1,906 \cdot 10^{20}$; $0,945 \cdot 10^{20}$; $0,970 \cdot 10^{20}$ и $1,421 \cdot 10^{21}$ ядер ^3He на 1 см^2 .

Через 10 мин измерения с газовым образцом и без него автоматически чередовались. Во время измерений без образца в пучок вводили вакуумный контейнер, тождественный по пропусканию контейнеру с образцом в пределах 0,02%. Экспериментальные спектры, полученные в резонансной области энергий при измерениях с образцом и без образца, показаны на рис.1. Нижняя шкала соответствует времени пролета нейтронов t (каналы шириной 2 мкс), верхняя шкала - энергии нейтронов E в электрон-вольтах. Время набора статистики для каждого спектра равно 29 ч. В этих измерениях в пучке постоянно находились фоновые резонансные фильтры из марганца (337 эВ), родия (1,26 эВ) и кадмия (0,178 эВ). Энергетический ход кривой фона определяли отдельным измерением с использованием дополнительных фильтров из фрома (35,8 эВ), серебра (5,2 эВ) и кобальта (132 эВ). При измерениях пропускания получено полное сечение σ_t . Точность экспериментальных точек σ_t составляла 0,5% в начале энергетического диапазона (при $E \approx 2$ эВ) и около 2% в конце его.

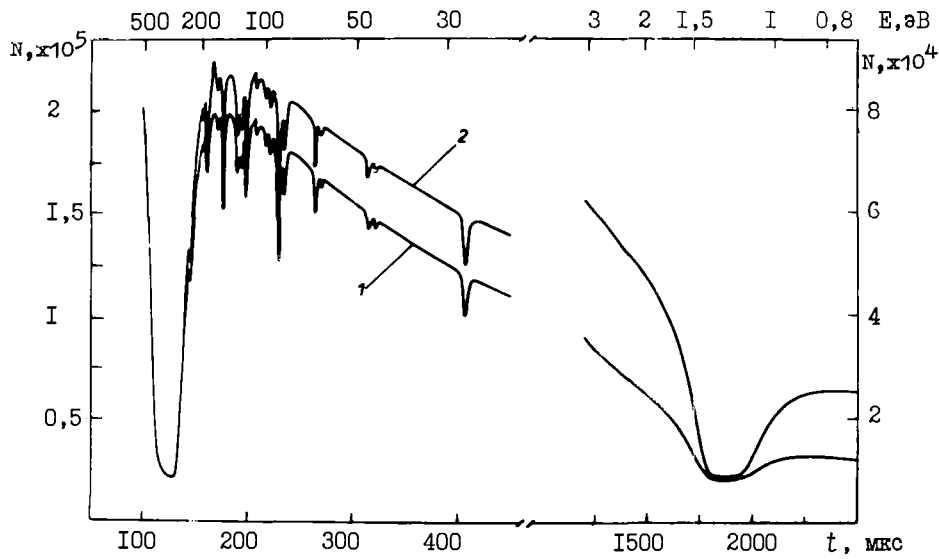


Рис.1. Экспериментальные спектры с образцом (кривая 1) и без образца (кривая 2), полученные при пропускании ^3He в резонансной области энергий нейтронов

Измерения с тепловыми нейтронами охватывали область энергий 0,02 - 0,17 эВ. Фон определяли экстраполяцией отсчетов детектора во временных каналах между нейтронными всплесками на исследуемую область, где он не превышал 2% максимума экспериментального спектра. Данные по отдельным энергетическим участкам спектра обрабатывали методом наименьших квадратов для получения величины $(\sigma_\alpha \sqrt{E})_T$. Средний по трем образцам результат составил (пренебрегая величиной σ_n)

$$(\sigma_\alpha \sqrt{E})_T = 848,6 \pm 1,2 \text{ эВ}^{1/2}.$$

Это значение соответствует величине сечения в тепловой точке, равной

$$\sigma_\alpha(2200 \text{ м/с}) = 5327 \pm 8 \text{ б},$$

согласующейся с ранее известной величиной $5327 \pm 10 \text{ б}$ [2].

Полученные значения полных сечений представлены на рис.2 в виде зависимости величины $\sigma \sqrt{E}$ (точки) от энергии. Пунктирная кривая соответствует учету только сечения поглощения σ_α , отклонение которого от закона $1/\sqrt{V}$ в исследованном диапазоне энергий может быть, как показано в работе [4], представлено в виде

$$\sigma_\alpha \sqrt{E} = (1 + 4,6 \cdot 10^{-2} \sqrt{E \text{ кэВ}})^{-1} (\sigma_\alpha \sqrt{E})_T. \quad (1)$$

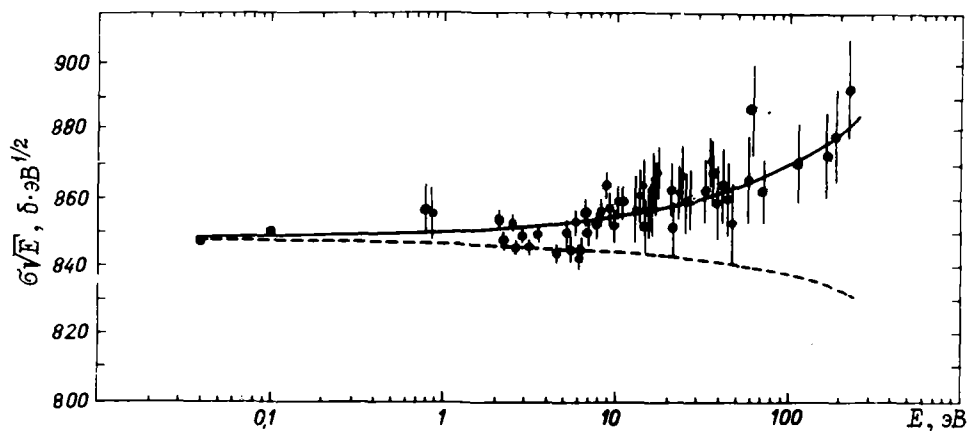


Рис.2. Величины $\sigma\sqrt{E}$ в зависимости от энергии нейтронов

Это отклонение составляет заметную (около 2%) величину уже при энергии 200 эВ. К сожалению, оно не было учтено в работе [5], в которой измеряли отношение $\text{BF}_3(n, \alpha)$ - и ${}^3\text{He}(n, p)$ -сечений и был сделан вывод о влиянии молекулярной связи атомов на нейтронное сечение.

Отклонение экспериментальных точек рис.2 от пунктирной кривой носит систематический характер. Оно объясняется возрастанием относительного вклада сечения рассеяния σ_n в полное сечение σ_t в соответствии с выражением

$$\sigma_t \sqrt{E} = \sigma_n \sqrt{E} + \sigma_a \sqrt{E}. \quad (2)$$

Таким образом, из энергетической зависимости полного сечения на основе использования данных об отклонении сечения σ_a от закона $1/\sqrt{V}$ можно получить величину сечения рассеяния. Описание экспериментальных точек рис.2 формулой (2), в которой величина $\sigma_a \sqrt{E}$ определяется формулой (1), выражена в виде сплошной кривой, параметры которой найдены равными

$$(\sigma_a \sqrt{E})_T = 848,0 \pm 0,4 \text{ б} \cdot \text{эВ}^{1/2};$$

$$\sigma_n = 3,3 \pm 0,2 \text{ б}.$$

Эти значения находятся в хорошем согласии с результатами измерений σ_t [2] и σ_n [3] в тепловой области энергий. Представляет интерес расширение исследуемого диапазона энергий нейтронов вплоть до нескольких сотен килоэлектрон-вольт.

Список литературы

1. Hale G.M., Stewart L., Young P.G. - Light Element Standard Cross-Sections for ENDF/B, LA-6518-MS. Los-Alamos, 1976.
2. Als-Nielsen J., Dietrich O. - Phys. Rev., 1964, v.133B, p.925.
3. Алфименков В.П., Аюпян Г.Г., Вежицки Я. и др. - Ядерная физика, 1977, т.25, с.1145.
4. Шапиро Ф.Л. - Труды ФИАН им.П.Н.Лебедева, 1964, т.24, с.48; Бергман А.А., Исаков А.И., Попов Ю.П., Шапиро Ф.Л. - Ж.эксперим. и теор. физ., 1957, т.33, с.9.
5. Bowman C.D., Behrens J.W., Gwin R., Todd J.H. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1979, v.24, p.864.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ И АМОРФНЫХ МИШЕНЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.П.Антипенко, И.А.Гришаев, В.И.Касилов,
Н.И.Лапин, В.Л.Мороховский, С.Ф.Щербак

(ХФТИ АН УССР)

THE ORIENTATION DEPENDENCES OF THE NUCLEAR REACTION YIELDS IN MONOCRYSTALS AND AMORPHOUS TARGETS UNDER INFLUENCE OF HIGH ENERGY ELECTRONS AND PHOTONS. The orientation dependences of the neutron yields and fission fragments from monocrystals and amorphous targets at the high energy electron and photon actions is measured.

В последнее время возрос интерес к исследованиям взаимодействия электронов и позитронов высокой энергии с монокристаллами [1-6]. Так, в работе [5] показано, что спектры фотонов зависят от ориентации кристалла относительно направления падающих электронов и позитронов и что наиболее сильное возрастание интенсивности излучения наблюдается при тех ориентациях кристалла, когда реализуется осевое или плоскостное движение. В этой связи определенный интерес представляет изучение влияния ориентационных эффектов на процессы электро- и фотообразования ядерных частиц в монокристаллах, а также в аморфных мишенях под действием излучения, образованного электронами в кристаллах. Поскольку увеличение выхода ядерных реакций представляет известный практический интерес, а экспериментальных данных о спектрах излучения электронов и позитронов в кристаллах и о сечениях фотоядерных реакций недостаточно для проведения корректных расчетов выхода ядерных частиц, целесообразно экспериментальное изучение отмеченных выше ориентационных зависимостей.

Работу проводили на пучке электронов 2-ГэВ линейного ускорителя ХФТИ. Схема эксперимента изображена на рис.1. Пучок электронов высокой энергии с расходимостью не хуже $2 \cdot 10^{-4}$ рад направлялся на монокристалл кремния толщиной 240 мкм, расположенный в вакуумной камере гониометра. С помощью гониометра осуществлялся поворот кристалла вокруг трех осей с точностью отсчета углов поворота $5 \cdot 10^{-5}$ рад. Электроны, рассеянные в кристалле, отворачивались поворотным магнитом. Фотонный пучок, образованный в кристалле, после магнитной очистки попадал на исследуемую мишень, а после прохождения мишени мониторировался квантометром типа Вильсона. Осколки деления детектировались с помощью майларовой пленки. Подробно эта методика описана в работе [7]. Нейтроны регистрировались счетчиками типа СМ-14, помещенными в парафиновую защиту. Статистическая ошибка измерений во всех случаях не превышала 3%.

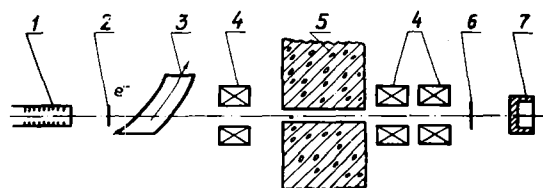


Рис.1. Схема эксперимента: 1 - ускоритель электронов; 2 - кристалл; 3 - поворотный магнит; 4 - очищающие магниты; 5 - защита; 6 - мишень; 7 - квантометр типа Вильсона

На рис.2 представлены ориентационные зависимости выхода осколков деления из монокристалла вольфрама при взаимодействии с ним электронов с энергией 1200 МэВ. Измерения проведены под углами 22° и 158°. По оси абсцисс отложены углы между осью кристалла $\langle III \rangle$ и направлением пучка, а по оси ординат - число осколков в единицу телесного угла на один падающий электрон. Так как тормозное излучение электронов высокой энергии имеет острую направленность вперед, а пробеги осколков деления в вольфраме ($\delta \approx 3$ мкм) много меньше толщины кристаллов (1000 мкм), то выход осколков деления под углом 22° обусловлен в основном процессом фотоделения, а под углом 158° - процессом электроделения. Вклад от деления ядер нейтронами, образованными в кристалле, по приведенным оценкам, пренебрежимо мал.

Как видно из рис.2, наиболее существенное изменение выхода осколков деления в зависимости от ориентации кристалла наблюдается при отклонении оси пучка от оси монокристалла на угол от 0 до 1 мрад. Эта величина значительно меньше критического угла каналирования осколков в кристалле и угла захвата детектора, но по порядку величины совпадает с углом Линдхарда для падающих на кристалл электронов. Область углов менее сильного изменения ориентационной зависимости выхода осколков по порядку величины совпадает с критическим углом каналирования осколков и характерным углом когерентного взаимодействия электронов с кристаллом.

Далее приведены данные по делению ядер ^{238}U фотонами, образованными в монокристалле кремния электронами с энергией 600–1600 МэВ. Угол коллимации фотонного пучка составлял $2 \cdot 10^{-7}$ ср. На рис.3 приведены ориентационные зависимости полного потока энергии фотонов и выхода осколков деления ^{238}U , измеренные при энергии электронов 1000 МэВ.

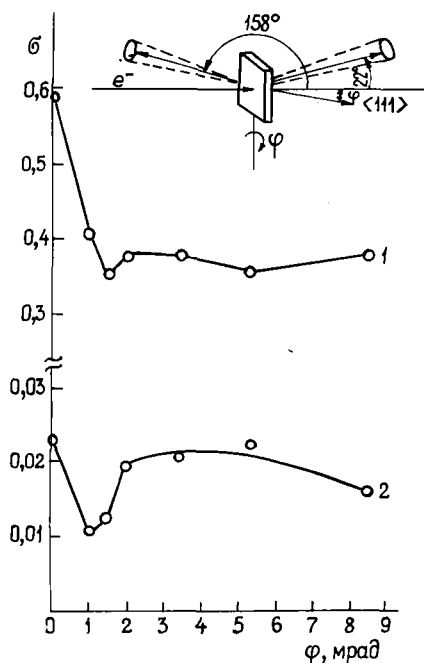


Рис.2. Ориентационные зависимости выхода числа осколков деления ядер вольфрама под углами 22° (кривая 1) и 158° (кривая 2)

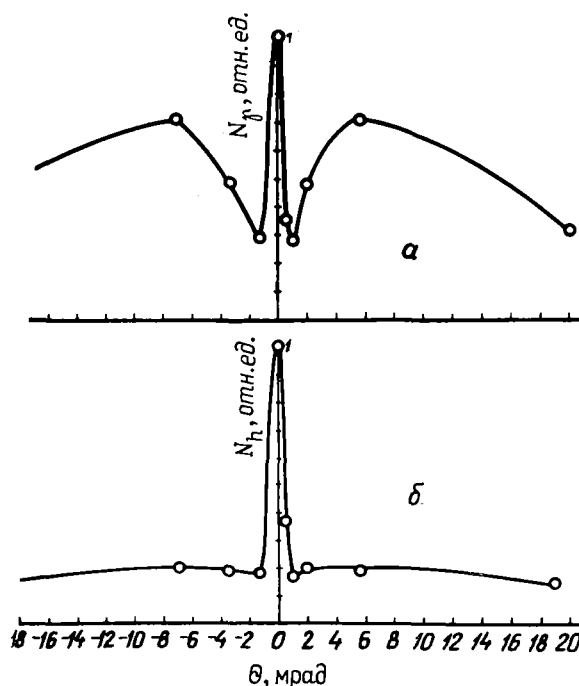


Рис.3. Ориентационные зависимости: а – полного потока энергии фотонов; б – выхода осколков деления ^{238}U

Как и в случае деления ядер вольфрама, наиболее существенное изменение (в шесть раз) выхода осколков деления наблюдается при углах ориентации оси кристалла кремния $\langle 111 \rangle$ относительно пучка электронов ≤ 1 мрад. Такой диапазон углов по порядку величины совпадает с углом Линдхарда для падающих на кристалл электронов. Надо полагать, что в этом случае реализуется осевое движение электронов, приводящее к увеличению интенсивности излучаемых фотонов в области энергий гигантского резонанса фотоядерных реакций, следствием чего является увеличение выхода осколков деления. Аналогичные ориентационные зависимости были получены для энергий электронов 600, 1400 и 1600 МэВ.

На рис.4 представлены выходы осколков деления ^{238}U в зависимости от максимальной энергии фотонов. Из рисунка видно, что наибольшее возрастание выхода осколков фотоделения как для осевого, так и для плоскостного движений электронов наблюдается в интервале энергий 600–1000 МэВ. В интервале энергий 1000–1600 МэВ выходы осколков меняются слабо. Этот результат связан, по-видимому, с тем, что максимум интенсивности излучения электронов как при осевом, так и плоскостном движении сдвигается в область гигантского резонанса (начиная с энергии $E_{e-} = 1000$ МэВ). Интересно отметить, что отношение выходов осколков, соответствующих осевому и плоскостному движению электронов в кристалле, не зависит от энергии в интервале 600–1600 МэВ. Это, возможно, свиде-

тельствует о том, что спектры фотонов при этих ориентациях кристалла подобны и отличаются только интенсивностью.

Были измерены выходы нейтронов из аморфных свинцовых мишеней под действием фотонов, образующихся при взаимодействии электронов с кристаллом кремния. На рис.5 показаны зависимости выходов нейтронов от толщины свинцовой мишени для разных энергий электронов, падающих на монокристалл. Светлые точки на кривых соответствуют случаю, когда ось кристалла кремния $\langle 111 \rangle$ параллельна направлению пучка электронов, темные точки соответствуют полной разориентации кристалла. Из этого рисунка видно, что выходы нейтронов, соответствующих осевому движению электронов в кристалле, существенно превышают выходы для случая разориентированного кристалла при всех толщинах мишени, а их отношение при больших толщинах стремится к двум.

Таким образом показана перспективность применения монокристаллов в источниках ядерных частиц.

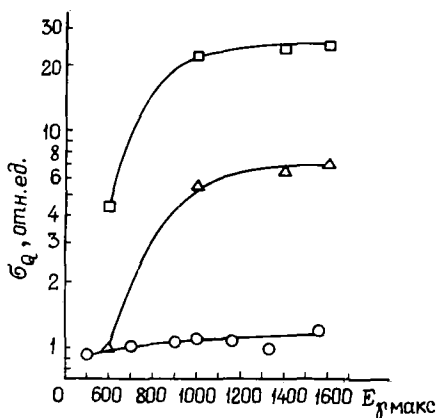


Рис.4

Рис.4. Выходы осколков деления ^{238}U в зависимости от энергии фотонов $E_{\text{макс}}$: \square - ось кристалла $\langle 111 \rangle$ параллельна пучку электронов; Δ - кристалл повернут вокруг оси $\langle 112 \rangle$ в плоскости $\{112\}$ на угол 19° ; \circ - облучение мишени ^{238}U фотонами, образованными электронами в аморфной танталовой мишени

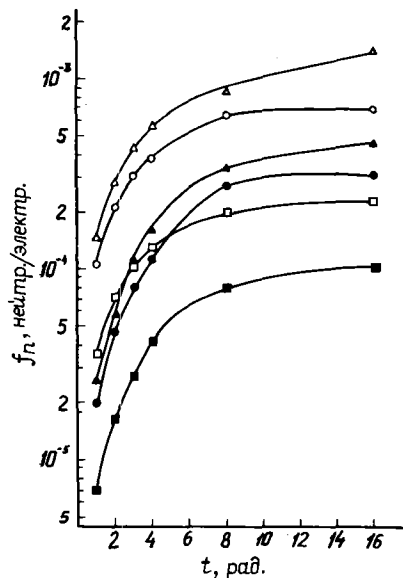


Рис.5

Рис.5. Зависимости выходов нейтронов от толщины свинцовой мишени для разных энергий электронов, падающих на монокристалл, МэВ: Δ, \blacktriangle - 1200; \circ, \bullet - 1000; \square, \blacksquare - 800 (светлые значки - ориентированный кристалл, темные - разориентированный)

Список литературы

1. Кумахов М.А. - Докл. АН СССР, 1976, т.230, с.77.
2. Базылев В.А., Жеваго Н.К. - Ж. эксперим. и теор. физ., 1977, т.73, с.1697.
3. Аллезер А.И., Болдышев В.Ф., Шульга И.Ф. - Докл. АН СССР, 1977, вып.236, с.830.
4. Мороховский В.Л., Коваленко Г.Д., Гришаев И.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, вып.3, с. 162.
5. Шраменко Б.И., Витько В.И., Гришаев И.А. - Там же, 1978, т.1, вып.23, с.1423.
6. Еремеев И.П. - Там же, т.27, вып.1, с.13.
7. Ранник В.Н., Сорокин П.В. - Ядерная физика, 1967, т.5, вып.1, с.531.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ С ИОНАМИ ЛИТИЯ

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

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

INVESTIGATION OF ENERGY SPECTRA OF NEUTRONS FROM REACTIONS WITH LITHIUM IONS. Neutron energy spectra following ${}^6\text{Li}$ -induced reactions on ${}^{59}\text{Co}$ target at 40 and 90 MeV have been measured with the time-of-flight method at the 1.5 m isochronous cyclotron of I.V.Kurchatov Atomic Energy Institute. The data obtained are compared with the calculations in the frame of the statistical and preequilibrium models. The invariant cross-section diagram allows an existence of two neutron sources.

К настоящему времени уже достаточно хорошо установлено, что в энергетических спектрах частиц, испускаемых в реакциях с легкими ионами при энергиях в несколько десятков мегаэлектрон-вольт, присутствует высокоэнергетическая компонента, не описываемая обычным статистическим распределением [1]. Кроме того, в реакциях с тяжелыми ионами наряду с глубоконеупругими взаимодействиями происходит неравновесная эмиссия легких частиц [2-4]. Измеренные ранее [5] энергетические спектры нейтронов из реакций ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$ и $\alpha + {}^{61}\text{Ni}$ при энергии возбуждения составного ядра ${}^{65}\text{Zn}$ $E^* \sim 54$ МэВ показывают наличие значительной доли неравновесных процессов, хорошо описываемых экситонной моделью предравновесного распада [6]. Полученные при той же энергии возбуждения энергетические и угловые распределения нейтронов из реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{53}\text{Cr}$ [5] характеризуются преимущественно статистическим механизмом. Отсутствие предравновесной эмиссии нейтронов из этой реакции объясняется, по-видимому, недостаточной высокой энергией падающих ионов углерода ($\sim 4,5$ МэВ/нукл.). Наличие такой эмиссии было обнаружено при энергии больше 10 МэВ/нукл. в работе [7].

Настоящая работа посвящена изучению энергетических спектров нейтронов, образующихся в реакции легкого или тяжелого иона ${}^6\text{Li}$ с ядрами ${}^{59}\text{Co}$ при двух различных энергиях падающих частиц: 39,7 МэВ (~ 7 МэВ/нукл.) и 90 МэВ (15 МэВ/нукл.).

Измерения проводились на 1,5-метровом изохронном циклотроне ИАЭ им.И.В.Курчатова с помощью нейтронного времяпролетного спектрометра [8]. Пролетная база равнялась 4,5 м. Диапазон углов составлял от 20° до 140° , толщины мишеней - 5,7 и 15,8 мг/см² для энергий ионов лития 39,7 и 90 МэВ соответственно.

На рис.1 представлены энергетические спектры нейтронов из реакции ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ при значениях лабораторного угла 20° и 100° для двух энергий падающих ионов. Видно, что падение сечения с ростом энергии вылетающих нейтронов происходит быстрее как с увеличением угла наблюдения, так и с уменьшением энергии падающих частиц. Первое обстоятельство подтверждается угловыми распределениями, показанными на рис.2 для энергии ${}^6\text{Li}$, равной 39,7 МэВ. В низкоэнергетической части спектра (5 МэВ) угловое распределение нейтронов симметрично относительно 90° в системе координат центра инерции. С ростом энергии нейтронов угловые распределения становятся все более анизотропными и направленными преимущественно вперед. Характер угловых распределений остается таким же и при энергии ${}^6\text{Li}$ 90 МэВ с той лишь разницей, что анизотропия вперед здесь более сильно выражена, чем при энергии ${}^6\text{Li}$ 39,7 МэВ.

Таким образом, энергетические спектры и угловые распределения нейтронов показывают помимо статистического испарения наличие другого механизма, приводящего к испусканию высокоэнергетичных частиц в переднем диапазоне углов.

Для анализа полученных результатов проинтегрированные по углам энергетические спектры сравнивались с расчетами по различным моделям предравновесного распада возбужденных ядер. Выполненный [9] расчет по экситонной модели хорошо согласуется с экспериментальными результатами для энергии ионов лития 39,7 МэВ. На рис.3 представлены полученные нами данные для двух энергий падающих частиц совместно с расчетами по программе OVERLAP ALICE [10], включающей в себя гибридную модель предравновесной эмиссии нуклонов и последовательный испарительный каскад легких частиц.

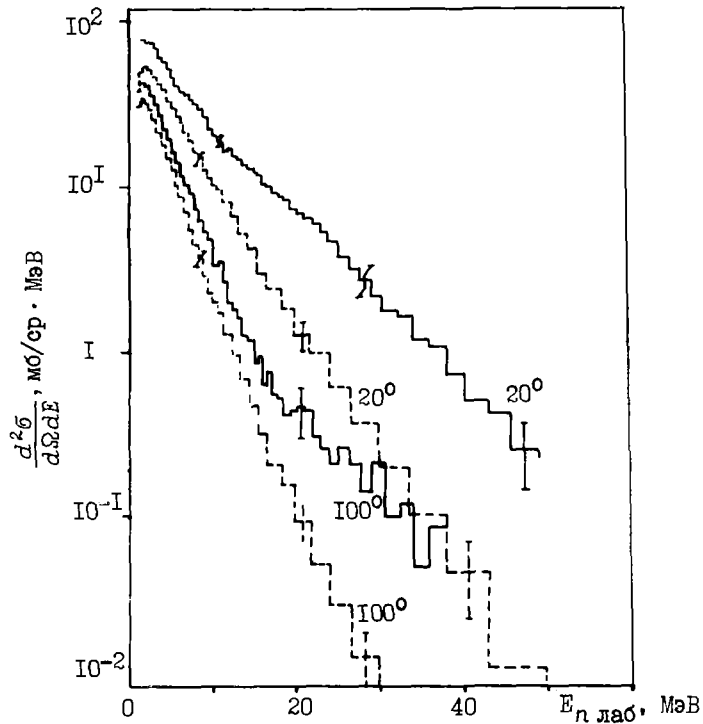


Рис. 1. Энергетические спектры нейтронов из реакции ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$: — — — $E_{6\text{Li}} = 90$ МэВ; - - - - $E_{6\text{Li}} = 39,7$ МэВ. Указаны полные ошибки

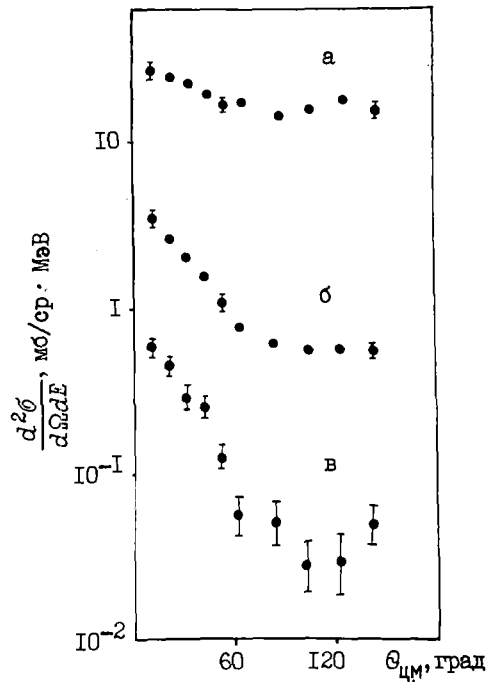


Рис. 2. Угловые распределения нейтронов при $E_{6\text{Li}} = 39,7$ МэВ для энергий, МэВ: а - 5; б - 15; в - 25. Указаны ошибки относительного хода

Из рис. 3 видно, что доля предравновесной эмиссии нейтронов от общего спектра значительно выросла при изменении энергии падающих ионов от 39,7 до 90 МэВ. Имеется хорошее качественное согласие экспериментальных и расчетных спектров, а для энергии 39,7 МэВ и количественное. Вместе с тем расчет по экситонной модели для этой энергии лучше [9] воспроизводит экспериментальные данные.

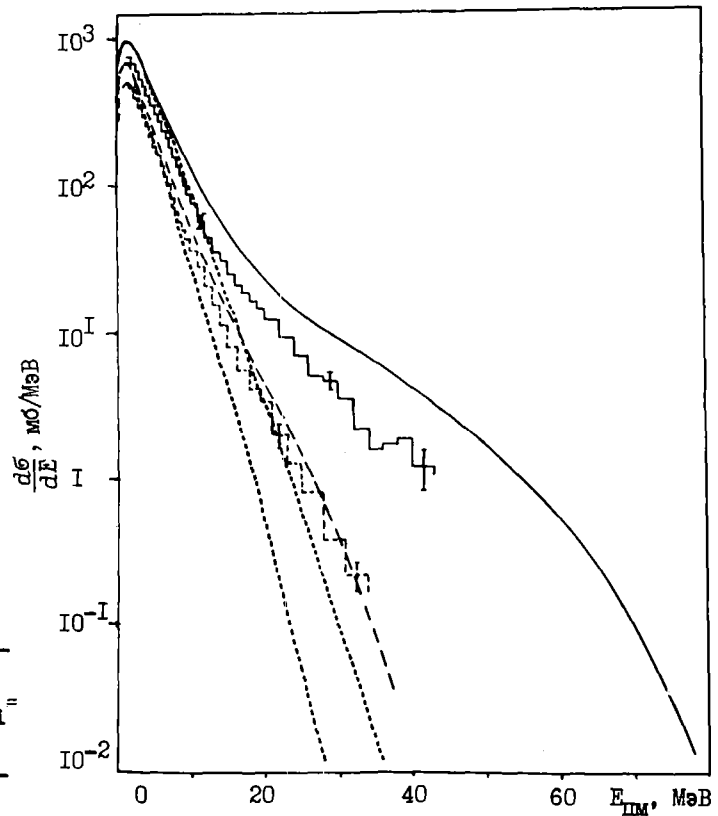


Рис. 3. Проинтегрированные по углам энергетические спектры нейтронов из реакции ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$: — — — $E_{6\text{Li}} = 90$ МэВ; - - - - $E_{6\text{Li}} = 39,7$ МэВ. Гистограммы - эксперимент, линии - расчет [10], точки - расчет по статистической модели [10]. Указаны полные ошибки

E_{6Li} , МэВ	$\bar{\sigma}$ полн., мб	$\bar{\sigma}_R$, мб	$\bar{\sigma}$ эксит., мб	$\bar{\sigma}$ гибр., мб
39,7	2300±400	1703 ^X	198	510
90	4100±800	1926 ^X	-	1091

^X Расчет по программе OVERLAID ALICE.

В таблице представлены экспериментальные полные сечения выхода нейтронов из реакции ${}^6\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ для двух энергий ${}^6\text{Li}$, а также сечения реакции и предравновесного испускания нейтронов, рассчитанные по различным моделям.

Удовлетворительное согласие экспериментальных энергетических спектров с расчетными позволяет предположить, что вклад возможного развала лития в нейтронный канал незначителен.

Дополнительным фактом в пользу этого служит импульсная диаграмма зависимости инвариантного сечения $\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ вылетающих нейтронов от их поперечного и продольного значений импульса, показанная на рис.4.

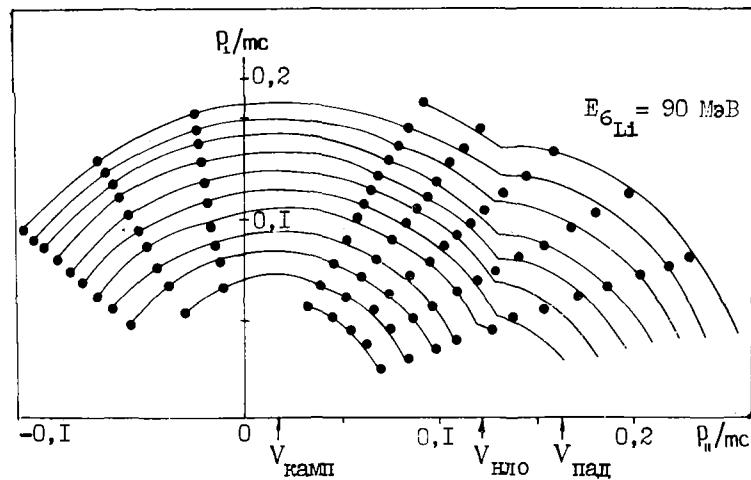


Рис.4. Линии инвариантного сечения $\frac{1}{p} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ равной величины на плоскости координат импульса нейтронов p , где $p_x = p \cos \theta$; $p_y = p \sin \theta$; m - масса нейтрона; θ - угол в л.с.к. Абсолютные величины сечений соседних линий отличаются в 2 раза.
 $V_{\text{нло}}$ - скорость движения второго источника

Нарушение симметрии сечений относительно скорости движения композиционного ядра в области малых углов может свидетельствовать о существовании еще одного источника эмиссии нейтронов, скорость которого, однако, значительно меньше скорости налетающих ионов лития.

Список литературы

1. Blann M. e.a. - Nukleonika, 1977, v.21, p.336.
2. Gottschalk P.-A. and Weström M. - Phys. Rev. Letters, 1977, v.39.
3. Utsumonija H. e.a. - Nucl. Phys., 1980, v.A334, p.127, 1250.
4. Sarantites D.G. e.a. - Phys. Rev., 1978, v.180, p.796.
5. Бочкарев О.В. и др. - Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, т.43, с.2192.
6. Ernst J. and Rao J.R. - Z. Physik, 1977, v.A281, p.129.
7. Николаев В.М., Щеголев В.А. Препринт ОИЯИ, Р7-6338. Дубна, 1972.
8. Бочкарев О.В. и др. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конф. по нейтр. физике, Киев, 1977). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч.4, с.232.
9. Bockharev O.V. e.a. - Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, GDR, 1979, p.44.
10. Blann M. - Overlaid Alice. US ERDA report no.000-3494-29, 1976.

НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА РЕАКТОРЕ ПИК

А.В.Дерби́н, Ю.В.Петро́в, Л.А.Попе́ко

(ЛИЯФ им.Б.К.Константинова)

THE PIC-REACTOR NEUTRINO EXPERIMENTS. The experimental problems of neutrino (antineutrino) interaction with electrons and nucleus at low energy is discussed. The silicon multidetector and high intensity sources for solving this problem are proposed.

Экспериментальное изучение нейтринных реакций при низких энергиях, начатое с детектирования свободного нейтрино в опытах Ф.Райнеса и др. [1-4], до сих пор представляет значительный интерес, поскольку целый ряд вопросов единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий **может быть выяснен лишь при низких энергиях**. Эксперименты, выполненные группой Ф.Райнеса к настоящему времени, касаются почти всех возможных нейтринных реакций с реакторными антинейтрино. Однако в большинстве из них достигнута точность измерения сечений порядка 20-50% [5-8]. В различных лабораториях мира планируются нейтринные эксперименты с целью существенного повышения точности и надежности нейтринных данных [9-11].

При низких энергиях нейтрино существуют два класса задач, которые могут быть изучены экспериментально: явления, связанные с нейтральными токами, включая интерференционные эффекты нейтральных и заряженных токов; это касается прежде всего изучения реакции упругого рассеяния нейтрино на электроны, имеющей фундаментальное значение для теории, и затем физических свойств самого нейтрино: осцилляций и других нестабильностей [12-16].

Решение этих задач нейтринной физики требует увеличения чувствительности методики, по крайней мере, на порядок по сравнению с использованной ранее в опытах Ф.Райнеса.

Для совершенствования методики имеется несколько возможностей, которые были рассмотрены в работах [17-20]. Среди них **важнейшими** являются:

- снижение фона на единицу объема детектора;
- увеличение размеров детектора;
- повышение числа критериев отбора нейтринных событий;
- точное знание спектра нейтрино;
- работа с моноэнергетическими нейтрино.

Эти возможности предполагается реализовать на нейтринном комплексе реактора ПИК, строящемся в Ленинграде.

Для решения наиболее важной задачи - снижения фона - предлагается выбрать исходно очень чистый материал детектора: полупроводниковый кремний, имеющий чистоту по урану и торью лучше чем $2 \cdot 10^{-14}$ а/а. Мы предлагаем использовать секционированный детектор [21]. Он построен из элементарных ячеек на основе Si(Li)-детекторов объемом 100 см^3 . Технология производства Si(Li)-детекторов допускает создание мультidetектора полным объемом 1 м^3 , массой 2,5 т, включающего порядка 10 тысяч отдельных детекторов (рис.1). Применение в качестве материала детектора полупроводникового кремния позволяет работать в области энергий нейтрино ниже 3 МэВ, где основной вклад в фон обусловлен естественной радиоактивностью материала детектора. На рис.2 показан вклад основных источников фона при регистрации реакции (ν, e) -рассеяния. Расчеты выполнены по методу Монте-Карло для мультidetекторной системы, изображенного на рис.1. Детектор нейтринных реакций представляет собой мультidetекторную систему, работающую на совпадения и антисовпадения, чувствительную к множественности регистрируемых событий, энергии и координатам взаимодействия.

Вторым важным способом повышения точности эксперимента является переход к интенсивным источникам нейтрино и антинейтрино с хорошо известным спектром^х. Компактный источник, активированный в реакторе, может быть расположен на расстоянии от детектора, в 10 раз меньшем, чем в опытах с реакторными антинейтрино. Поток нейтрино в детекторе от такого источника будет в 100 раз выше, что может существенно компенсировать меньшую по сравнению с реакторной абсолютную интенсивность. Для получения высоких удельных активностей необходим реактор с высоким потоком тепловых нейтронов.

^х Создать такие источники предлагал Б.М.Понтекерво еще в 1959 г.

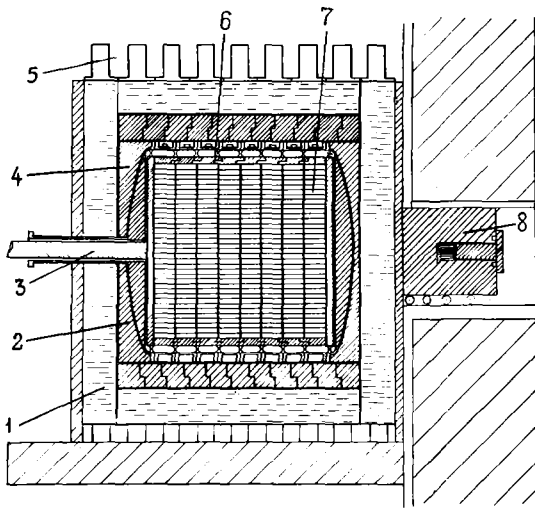


Рис.1

Рис.1. Схема расположения кремниевого мультidetектора: 1 - жидкостный спинтилляционный бак; 2 - вакуумный криостат; 3 - медный хладопровод; 4 - пассивная защита из обычного свинца; 5 - ФЭУ; 6 - особо чистый свинец; 7 - секция мультidetектора; 8 - высокоактивный источник

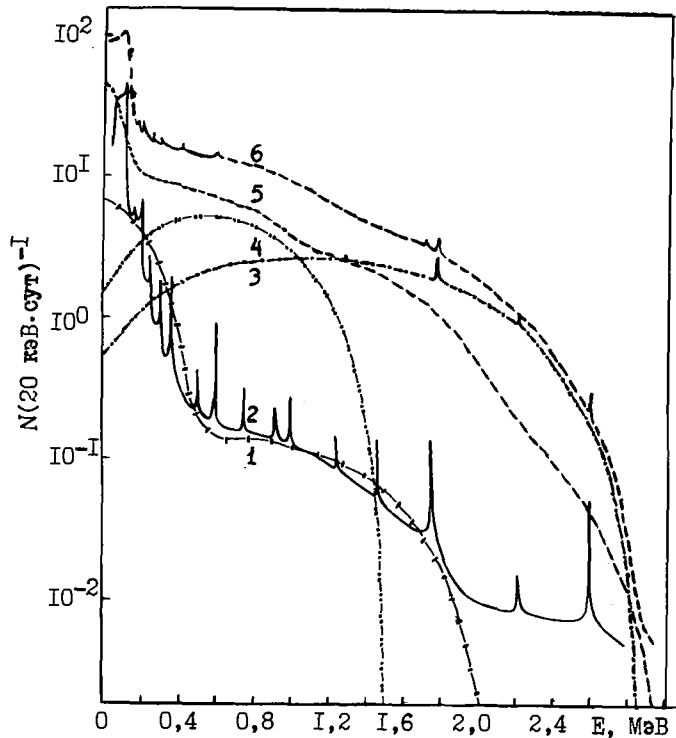


Рис.2

Рис.2. Спектр фона кремниевого мультidetектора в случае регистрации $(\nu-e)$ -рассеяния: 1 - β -переходы на основное состояние в ториевом семействе; 2 - β -активность, обусловленная урановым и ториевым семействами и ^{40}K ; 3 - β -распады ядер $^{28,29,30}\text{Al}$, образующихся при захвате μ -мезонов ядрами кремния; 4 - β -распад ^{31}K , образующегося в реакции $(^{30}\text{Si} + n \rightarrow ^{31}\text{Si})$; 5 - β -переходы на основное состояние в урановом семействе; 6 - суммарный спектр

Строящийся реактор для физических исследований (ПИК) мощностью 100 МВт может обеспечить в легководной ловушке невозмущенный поток тепловых нейтронов $\sim 4 \cdot 10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ [22]. Для измерения сечения рассеяния нейтрино на электроны можно в качестве источника нейтрино выбрать, например, изотоп ^{51}Cr ($E_\nu = 0,752$ МэВ, $T_{1/2} = 27,8$ сут), а в качестве источника антинейтрино - ^{76}As ($E_{\bar{\nu}} = 2,67$ МэВ, $T_{1/2} = 26$ ч). Расчеты показывают, что несколько сотен граммов разделенного изотопа ^{50}Cr позволяют создать на реакторе ПИК источник интенсивностью порядка 10^{17} $\nu/\text{с}$ и нейтринный поток на детекторе порядка 10^{12} $\nu/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Это примерно совпадает с произведением $\sum_e \Phi_\nu$ в опытах Ф.Райнеса для электронов отдачи с энергией больше 2 МэВ. На рис.3 приведены спектры электронов отдачи для различных вариантов теории.

Использование вместо реактора автономного источника позволяет поставить дифференциальный опыт. Вместо перемещения детектора, как это предлагалось в работе [23], можно извлекать источник с периодом порядка 100 с. При фоне 15 импульсов $(20 \text{ кэВ} \cdot \text{сут})^{-1}$ (рис.2) и эффекте по теории Вайнберга-Салама [2 импульса $(20 \text{ кэВ} \cdot \text{сут})^{-1}$] за 30 сут в диапазоне, большем 200 кэВ, можно получить точность 16% и уверенно обнаружить различие с V-A-теорией.

В кремниевый мультidetектор можно поместить мишенное вещество для изучения реакций возбуждения нейтральными токами ядерных уровней, обратного β -распада и т.д. Конечно, такой детектор очень удобно использовать для измерения реакторных антинейтрино от АЭС или реактора ПИК.

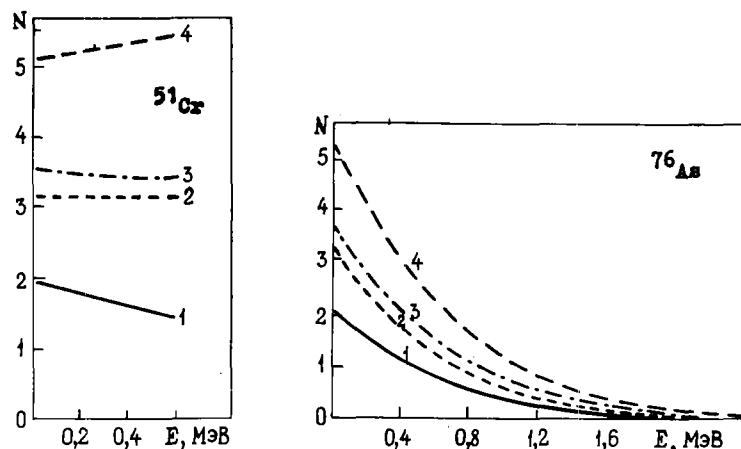


Рис.3. Спектры электронов отдачи в реакциях (ν_e, e) - и $(\bar{\nu}_e, e)$ -рассеяния: 1 - теория Вайнберга - Салама; 2 - V-A-теория [24]; 3 - отсутствие интерференции нейтральных и заряженных токов [25]; 4 - интерференция токов положительная [26]

Список литературы

1. Reines F., Cowan C.L. - Phys. Rev., 1953, v.92, p.830.
2. Ibid., 1959, v.113, p.373.
3. Cowan C.L., Reines F., Harrison F.B. e.a. - Science, 1956, v.124, p.103.
4. Reines F., Cowan C.L. - Phys. Rev., 1960, v.117, p.195.
5. Mezrick F.A., Reines F. - Phys.Rev., 1966, v.142, p.852.
6. Jenkins T.L., Kinard F.E., Reines F. - Phys.Rev., 1969, v.185, p.1599.
7. Curr H., Reines F., Sobel H. - Phys.Rev. Letters, 1974, v.33, p.179.
8. Ibid., 1976, v.37, p.315.
9. Cavaignac J.F.-Fundamental Physics with Reactor Neutrons and Neutrinos, 1977, p.135.
10. Микаэлян Л.А., Спивак П.Е., Цинсоев В.Г. - Ядерная физика, 1964, т.1, с.853.
11. Reines F.-Fundamental Physics with Reactor Neutrons and Neutrinos, 1977, p.129.
12. Понтекорво В. - ЖЭТФ, 1967, т.53, с.1717.
13. Ibid., 1958, v.34, p.247.
14. Ibid., 1957, v.33, p.549.
15. Gribov V., Pontecorvo V. - Phys. Letters, 1969, v.28B, p.493.
16. Шехтер В.М. - УФН, 1976, т.119, с.593.
17. Балаш А., Микаэлян Л.А., Франк А. - Ядерная физика, 1968, т.7, с.1237.
18. Богатырев В.К. - Там же, с.1234.
19. Боровой А.А., Микаэлян Л.А.-Нейтрино-77, 1977.
20. Egelman E.-Harvard University, 17 Jan., 1977.
21. Попеко Л.А., Дербин А.В.-Экспериментальные возможности изучения ν и $\bar{\nu}$ -взаимодействий на высокопоточном реакторе ПИК. Препринт ЛИЯФ, 1980.
22. Ерыкалов А.Н. и др.-Экспериментальные возможности реактора ПИК. Препринт ЛИЯФ, № 376, 1977.
23. Петров Д.В. - Атомн.энергия, 1974, т.36, с.520.
24. Bardin D.Yu., Bilaniky S.M., Pontecorvo V. - Phys. Letters, 1970, v.32B, p.68.
25. Sehgal L.M. - Nucl.Phys., 1974, v.61, p.1370.
26. Kayser B., Fishbach E., Rosen S.P., Spivak H. - Phys.Rev., 1979, v.D20, p.87.

ИЗМЕРЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ИНТЕГРАЛА АКТИВАЦИИ ^{108}Cd

А.Г.Б е д а, О.В.Ш в е д о в

(ИТЭФ СССР)

THE MEASUREMENT OF THE RESONANCE ACTIVATION INTEGRAL OF ^{108}Cd . The resonance integral activation of ^{108}Cd have been measured with reactor spectrum neutrons by means comparison with standard ^{197}Au . The obtained value is $I_{\gamma} = (16,7 \pm 4,6) \text{ b}$.

Энергетический спектр нейтронов в реакторе может быть представлен в виде суммы двух компонентов, один из которых (тепловые нейтроны) описывается распределением Максвелла с характеристической температурой T , а другой (резонансные нейтроны) подчиняется закону $1/E$. При этом можно считать, что переход распределения Максвелла в спектр $1/E$ происходит при $E_n = 5 \text{ кТ}$. При измерении резонансного интеграла методом сравнения с эталоном $[1]$ производится облучение исследуемого изотопа и эталона в спектре нейтронов реактора в кадмиевом чехле и без него. При облучении образца в потоке тепловых нейтронов (с энергией $\leq E_k$ - границы обрезания спектра нейтронов кадмиевым фильтром) сечение активации может быть представлено в виде

$$\sigma_T = g\sigma_0 + \frac{J_P}{J_T} \int_{E_n}^{E_k} \sigma \frac{dE}{E}, \quad (1)$$

где g - коэффициент, учитывающий отклонение хода сечения от закона $1/v$; J_P , J_T - плотность потока резонансных и тепловых нейтронов соответственно. Интеграл в (1) учитывает вклад в тепловое сечение σ_T части спектра $1/E$.

Кадмиевое отношение R , измеряемое в эксперименте, представляет собой следующую величину:

$$R = \frac{J_T \sigma_T + J_P I_{\gamma}}{J_P I_{\gamma}} = 1 + \frac{J_T \sigma_T}{J_P I_{\gamma}}. \quad (2)$$

Поскольку величина $(R-1)$ пропорциональна отношению J_T/J_P , то при одновременном облучении интересующего нас изотопа и эталона резонансный интеграл активации исследуемого изотопа может быть вычислен по соотношению

$$I_{\gamma}^x = \int_{E_k}^{\infty} \sigma \frac{dE}{E} = \frac{(R-1)_x}{(R-1)_a} \left(\frac{I_{\gamma}}{\sigma_T} \right)_a (\sigma_T)_x, \quad (3)$$

где индекс "а" относится к эталону, а индекс "х" - к исследуемому изотопу.

Для измерения резонансного интеграла активации ^{108}Cd был взят образец кадмия, обогащенный изотопом ^{108}Cd до 50%; содержание изотопа ^{113}Cd составляло 4,3%. Были изготовлены образцы в виде фольг толщиной 0,01 и 0,03 мм. В качестве эталона был выбран изотоп ^{197}Au , для которого с высокой точностью известны σ_T и I_{γ} . Золото было напылено на алюминиевую фольгу, его толщина равнялась 10^{-6} см. Облучение проводилось в кадмиевом чехле толщиной 0,5 мм, этой толщине соответствует $E_k = 0,55 \text{ эВ}$ [2]. Расчеты показывают, что вклад интеграла в величину σ_T в (1) при этом значении E_k составляет для ^{108}Cd и ^{197}Au около 1,5%. Были проведены две серии измерений, результаты представлены в таблице. После этого был произведен учет самоэкранировки потока тепловых нейтронов и эпитепловой самоэкранировки. Учет самоэкранировки потока тепловых нейтронов проводился по формуле [3]

$$f = 1 - 0,5 \mu x \left(0,92 + \ell \mu \frac{f}{\mu x} \right), \quad (4)$$

где f равнялось 0,92 и 0,82 для образцов с толщиной 0,01 мм ($\mu x = 0,0395$) и 0,03 ($\mu x = 0,1185$) соответственно. Под f подразумевается отношение среднего потока тепловых нейтронов в фольге к невозмущенному потоку.

Поскольку достаточно точно вычислить коэффициент эпитепловой самоэкранировки для ^{108}Cd не представлялось возможным из-за отсутствия необходимых данных, в обоих экспериментах была проведена линейная экстраполяция полученных значений $(R-1)/f$ к нулевой толщине образца (см. таблицу).

Измерения и расчеты кадмиевого отношения

Толщина, мм	Опыт № 1		Опыт № 2	
	R (после поправок)	(R-1)/f	R (после поправок)	(R-1)/f
Cd 0,01	2,97±0,05	2,14±0,09	2,49±0,22	1,62±0,14
0,03	2,66±0,05	2,02±0,05	2,06±0,07	1,31±0,04
Au 10 ⁻⁵	3,21±0,05	2,21±0,05	2,53±0,04	1,53±0,04
-	$\frac{(R-1)_{I98}^0}{(R-1)_{I08}^0} f = 1,00 \pm 0,06$		$\frac{(R-1)_{I98}^0}{(R-1)_{I08}^0} f = 0,86 \pm 0,09$	
-	$\frac{(R-1)_{I98}^0}{(R-1)_{I08}^0} = 0,96 \pm 0,05$			

Это дало значения $(R-1)_{I08}^0/f$, равные $2,20 \pm 0,13$ и $1,78 \pm 0,19$ для первого и второго экспериментов соответственно.

В случае образцов золота при выбранной толщине (10^{-6} см) тепловая и эпитепловая самоэкранировки были пренебрежимо малы.

При вычислении резонансного интеграла активации по формуле (3) были взяты следующие значения величин $\Gamma_{\gamma}^{I97} = 1560 \pm 40$ б и $\sigma_T^{I97} = 98,8 \pm 0,3$ б, $\sigma_T^{I08} = 1,1$ б [4] и получено значение резонансного интеграла активации ^{108}Cd , равное $\Gamma_{\gamma}^{I08} = (16,7 \pm 4,6)$ б.

Список литературы

1. Johnston F.J. et al. - J.Nucl.Energy, 1960, v.11, p.95.
2. Беркурц К., Вирц К.-Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
3. Zweifel P.F. - Nucleonics, 1960, v.18, N II, p.174.
4. Neutron Cross-Sections. Vol.I. Resonance Parameters. Brookhaven National Laboratory, 1973.

УДК 539.124.164

ВЫХОДЫ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ОТРАБОТАВШЕГО УРАНОВОГО И УРАН-ТОРИЕВОГО ТОПЛИВА

Н.С.Ш и м а н с к а я

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

YIELDS AND ENERGY SPECTRA OF NEUTRON RADIATION FROM SPENT URANIUM AND URANIUM-THORIUM FUELS. The yield and energy spectrum of neutrons from spent UO₂-fuel of WWER-reactor ($\alpha_f^0=3\%$) and (U-Th)O₂-fuel with initial ratio $^{232}\text{Th}:^{235}\text{U}:^{238}\text{U} = 65:13:1$ were calculated. The calculations have been made in wide intervals of values of fuel burn-up and cooling time after unloading from reactor.

На основе экспериментальных данных об изотопном составе отработавшего UO₂-топлива реакторов ВВЭР-365 и ВВЭР-440 [1,2] были проведены расчеты ожидаемого выхода нейтронного излучения этого топлива при разных уровнях его выгорания и временах выдержки после выгрузки из реактора. При вычислении парциальных нейтронных выходов для отдельных нуклидов значения удельных выходов

нейтронов спонтанного деления и α -активности были взяты из работы [3]. Выходы αn -нейтронов определяли с помощью полуэмпирической формулы, связывающей выход реакции $0(\alpha n)$ и энергию α -частицы [4] и пересчитанной на UO_2 -мишень. В табл. I приведены полученные значения выходов нейтронного излучения: $Y_n = Y_n^{SF} + Y_n^{\alpha n}$. Изменение выходов с увеличением глубины выгорания W в диапазоне 10–35 кг/т U соответствует зависимости $Y_n \approx W^\alpha$, где степенной показатель α меняется в пределах 3,2–3,9 для интервала выдержек $t_{\text{внд}} = 0-10$ лет.

Таблица I

Выход нейтронного излучения Y_n (в $\text{с}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1} \text{U}$, $\times 10^5$) отработавшего UO_2 -топлива реактора ВВЭР при разных уровнях выгорания и временах выдержки $t_{\text{внд}}$ ($\alpha_5^0 = 3\%$)

Выгорание W , кг/т U	$t_{\text{внд}}$, год					
	0	1	2	3	5	10
10	0,156	0,0481	0,0258	0,0204	0,0189	0,0162
20	1,69	0,664	0,434	0,376	0,347	0,301
25	3,36	1,40	0,960	0,844	0,796	0,665
30	5,62	2,49	1,81	1,62	1,47	1,23
35	8,51	4,36	3,38	3,08	2,82	2,34

На рис. I показаны вклады в нейтронный выход отдельных нуклидов и изменение соотношения этих вкладов с ростом глубины выгорания топлива и времени его выдержки ($\alpha_5^0 = 3\%$).

При выгорании, превышающем 5–8 кг/т U , интенсивность нейтронного излучения определяется ^{242}Cm и ^{244}Cm , причем относительный вклад нейтронов ^{244}Cm возрастает по мере выгорания топлива. Суммарный вклад других нуклидов при выгораниях около 30–40 кг/т U не превышает 1%.

Сравнение полученных данных с результатами аналогичных расчетов, выполненных для реакторов YANKEE-ROWE [5] и TRINO [6], свидетельствует об общем характере зависимости $Y_n(W)$ для реакто-

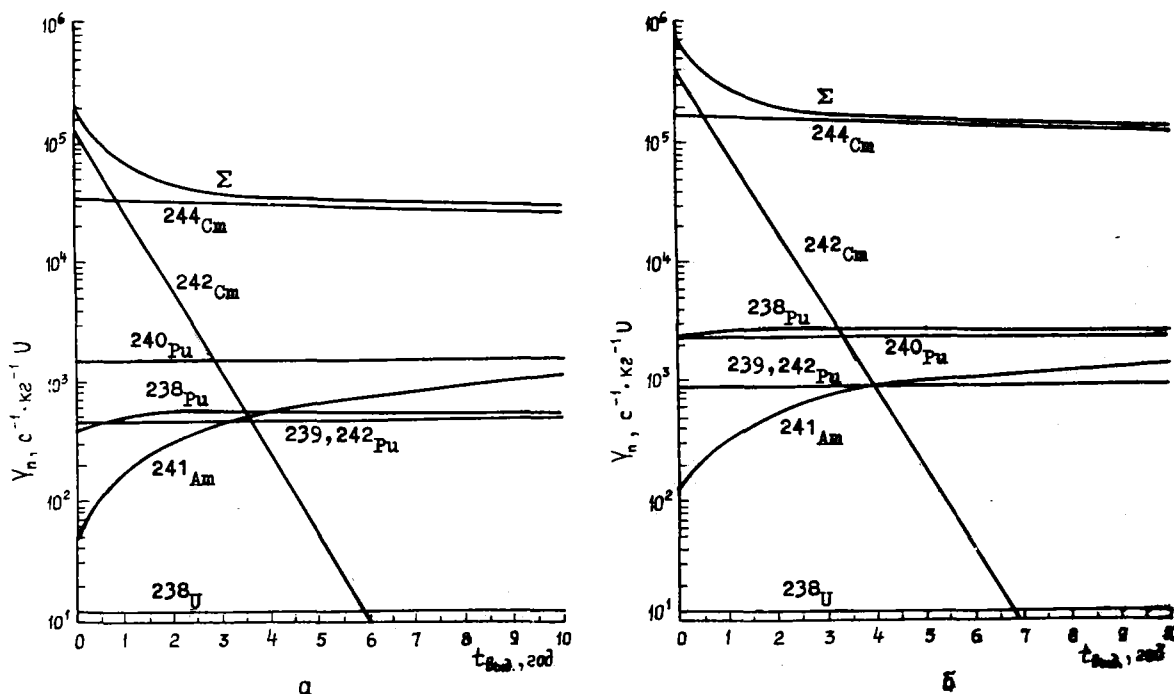


Рис. I. Зависимость нейтронного выхода Y_n и парциальных вкладов в него отдельных нуклидов от времени выдержки для отработавшего UO_2 -топлива реактора ВВЭР с уровнем выгорания 20 кг/т U (а), 30 кг/т U (б)

ров PWR. Имеющиеся расхождения связаны, по-видимому, с различием исходных обогачений топлива и энергетических спектров нейтронов активной зоны для разных реакторов, а также с использованием в расчетах [5] ошибочных значений выходов αn -нейтронов и других ядерно-физических характеристик.

Проведенная оценка выходов SF- и αn -нейтронов для отдельных нуклидов, входящих в состав отработавшего топлива, позволяет вычислить и энергетические спектры его нейтронного излучения. Известно, что спектры нейтронов деления и нейтронов αn -реакций обычно существенно отличаются друг от друга. В случае αn -реакции на кислороде спектр нейтронов относительно мягкий, его максимум лежит в области 2,5–3,0 МэВ, а верхняя граница не превышает 5 МэВ [7]. Средняя энергия спектра \bar{E}_n заметно больше, чем в случае делительного спектра.

С помощью пяти известных "опорных" спектров (^{240}Pu , ^{244}Cm , $^{238}\text{PuO}_2$ и др.) были рассчитаны энергетические спектры нейтронного излучения UO_2 -топлива реактора ВВЭР ($\alpha_5^0=3\%$) при разных уровнях его выгорания и различных временах выдержки. При увеличении выгорания спектр смягчается и его форма приближается к форме спектра нейтронов деления (рис.2). Это объясняется ростом относительного вклада ^{244}Cm в нейтронный выход топлива. Кривые рис.3 характеризуют изменение спектра по мере увеличения времени выдержки топлива.

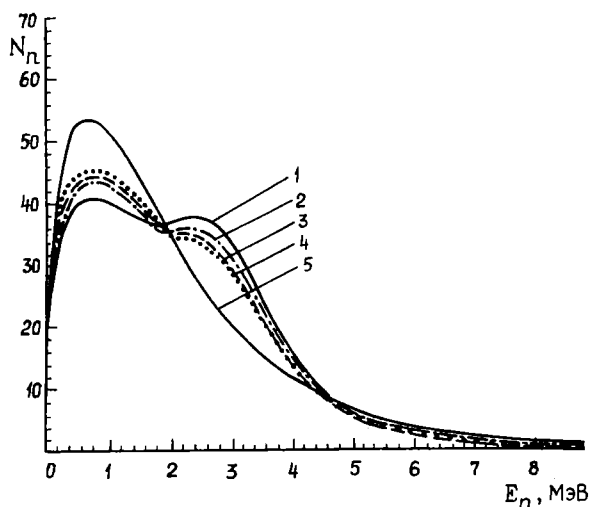


Рис.2

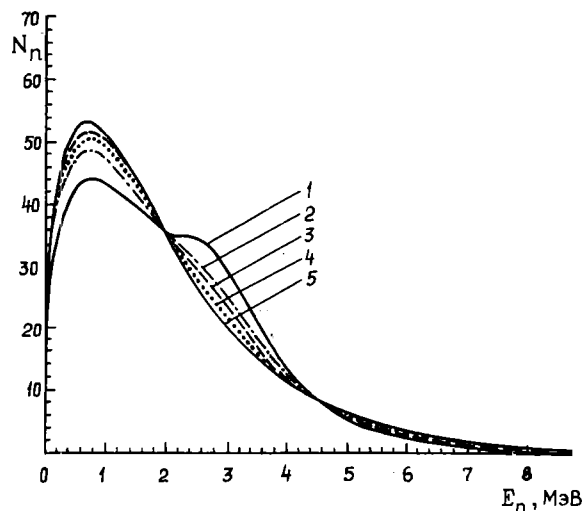


Рис.3

Рис.2. Энергетические спектры нейтронного излучения отработавшего топлива реактора ВВЭР при разных уровнях выгорания, кг/т U: 1 – 10 ($\bar{E}_n=2,19$ МэВ); 2 – 20 ($\bar{E}_n=2,17$ МэВ); 3 – 30 ($\bar{E}_n=2,14$ МэВ); 4 – 35 ($\bar{E}_n=2,13$ МэВ); 5 – спектр нейтронов деления ^{244}Cm ($\bar{E}_n=2,03$ МэВ)

Рис.3. Изменение спектра нейтронного излучения отработавшего топлива реактора ВВЭР ($\alpha_5^0=3\%$, $W=30$ кг/т U) в зависимости от времени выдержки после выгрузки из реактора, год: 1 – 0 ($\bar{E}_n=2,14$ МэВ); 2 – 1; 3 – 2; 4 – 3; 5 – спектр нейтронов деления ^{244}Cm

Аналогичные расчеты были проведены и для облученного уран-ториевого топлива. Известно, что фактором, осложняющим применение ториевого цикла, может быть высокий уровень жесткого γ -излучения, связанного с накоплением в топливе ^{232}U и его дочерних продуктов [8]. С точки зрения прогнозирования радиационной обстановки интересно располагать данными и о нейтронном излучении этого топлива (его интенсивности и спектре). Необходимые оценки были получены на основе результатов количественного анализа облученных сферических элементов типа AVR для высокотемпературных реакторов [9]. Исходное соотношение ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U составляло 65:13:1, глубина выгорания менялась от 29,4 до 102% "fifa" (4,9 – 17% "fima"). Полученные значения нейтронных выходов Y_n приведены в табл.2.

На рис.4 изображены кривые, характеризующие соотношение вкладов отдельных нуклидов в выход Y_n для уран-ториевого топлива с выгоранием 50 и 100% и его изменение по мере возрастания времени выдержки. Соотношения парциальных нейтронных выходов различных нуклидов для уран-ториево-

Таблица 2

Выход нейтронного излучения Y_n (в $\text{с}^{-1} \text{кг}^{-1} \text{У-Тл,} \times 10^3$) отработавшего (U-Th) O_2 -топлива при разных уровнях выгорания и различных временах выдержки

Выгорание, % "fifa"	$t_{\text{выд}}$, год					
	0	1	2	3	5	10
30	0,505	0,453	0,442	0,439	0,437	0,433
50	1,22	1,11	1,10	1,09	1,09	1,09
80	10,6	8,47	7,90	7,67	7,36	6,73
100	25,4	21,0	19,7	19,0	18,1	16,2

го и уранового топлива отличаются при сопоставимых уровнях выгорания очень сильно. Примерно на три порядка различаются и соответствующие величины суммарного выхода Y_n . Это объясняется различным исходным составом топлива и прежде всего неодинаковым процентным содержанием в нем ^{235}U и ^{238}U .

Расчеты показали, что при увеличении выгорания очень сильно должны меняться и энергетические спектры нейтронов уран-ториевого топлива. С ростом выдержки спектр также заметно меняется, причем в отличие от UO_2 -топлива он становится жестче.

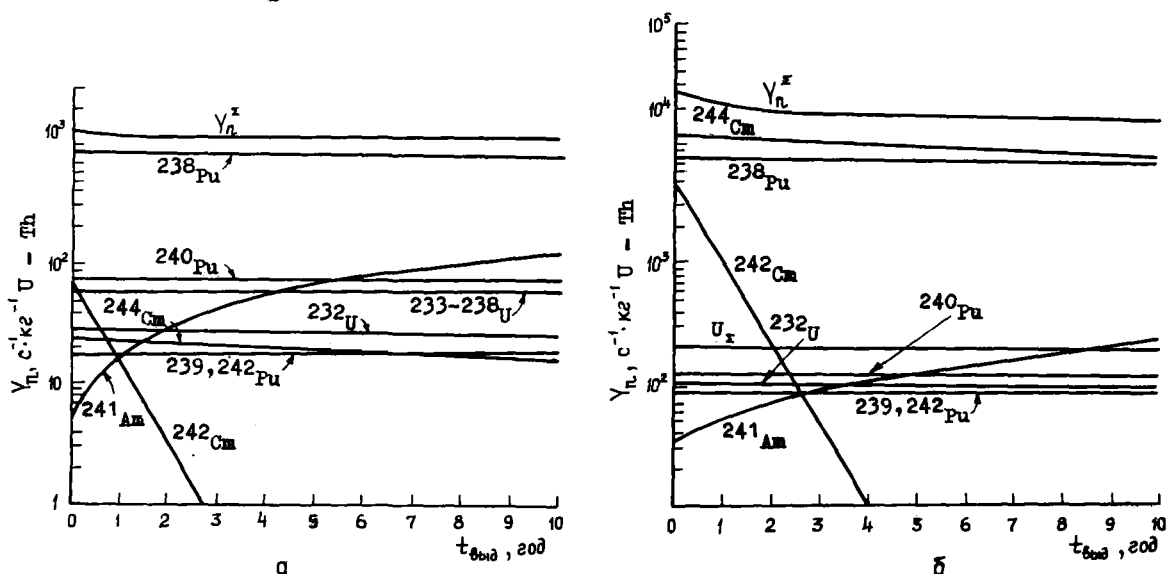


Рис.4. Зависимость нейтронного выхода Y_n и парциальных вкладов в него отдельных нуклидов от времени выдержки для уран-ториевого топлива с выгоранием 50% (а) и 100% "fifa" (б)

Применение в ториевом цикле вместо окисных соединений урана и тория их карбидов не должно повлечь за собой существенного изменения выхода нейтронного излучения топлива, так как выход αn -нейтронов из карбида урана и окиси урана отличается в области значений $E_{\alpha} = 5,0 + 6,5 \text{ МэВ}$ не более чем на 30-50% [10, 11].

Полученные в работе данные могут использоваться как при оценке соответствующих доз нейтронного излучения, так и при расчете транспортировочных контейнеров, проектировании хранилищ отработавшего топлива и радиационной защиты.

Список литературы

1. Габескирия В.А. и др. - Атомн. энергия, 1978, т.44, вып.5, с.446.
2. Макарова Т.П., Степанов А.В. и др. - In: 2. Tagung Nucleare Analysen Verfahren (Dresden, 19-23 March 1979). 1979, S.212.

3. Шиманская Н.С. Ядерные константы трансактиниевых изотопов топливного цикла. - Препринт РИ-70. Л., 1978.
 4. Горшков Г.В., Зябкин В.А. и др. - Естественный нейтронный фон атмосферы и земли. М., Атомиздат, 1966.
 5. Bayly H.S. e.a. - Nucl. Technol., 1973, v.17, N 2, p.217.
 6. Hsue S.T. - Atomic Energy Rev., 1978, v.16, N 1, p.89.
 7. Taherzadeh M., Gingo P.J. - Nucl. Technol., 1972, v.15, p.39.
 8. Юрова Л.Н. и др. - Атомн. энергия, 1978, т.45, вып. I, с.3.
 9. Wenzel U., Monteiro dos Santos A. - In: Transplutonium-1975 (Proc. 4th International Transplutonium Elements Symposium, 13-17 Sept. 1975). Amsterdam - N.Y., 1976, p.413.
 10. Liskien H., Sherwood A.C. - Atomkernenergie, 1977, Bd 30, S.59.
 11. West D., Sherwood A.C. Neutron yields from (α, n)-reactions in light elements. - AERE-R-9195, 1978.
-

УДК 539.170

БИБЛИОТЕКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ

Л.П.А ба г я н, М.С.Д д е в и ч

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

THE NEUTRON DATA LIBRARY FOR THERMAL REACTOR CALCULATION. The evaluated data library for small energy neutrons is described. Cross-section information is given in the form used in usual schemes for thermal reactor calculations. The library is sufficiently compact for operative use in the calculations. Some results of actinide data evaluation are given.

Основное достоинство распространенных в настоящее время файлов оцененных нейтронных данных - это полнота информации о характеристиках взаимодействия нейтронов с ядрами. Однако эта полнота, естественно, приводит к очень большому объему библиотек, что затрудняет или даже делает невозможным их непосредственное использование при реакторных расчетах. В то же время для расчетов тепловых реакторов практически используется лишь небольшая часть информации, содержащейся в файлах. Отметим также, что в существующих библиотеках в явном виде отсутствуют величины, используемые в традиционных схемах расчета реакторов (например, резонансные интегралы).

Эти соображения привели к созданию библиотеки оцененных данных, ориентированной на использование при расчетах тепловых реакторов и в других приложениях физики нейтронов низких энергий. Библиотека получила название КОРТ (константы реакторные тепловые).

В библиотеке КОРТ содержится следующая информация:

- общие характеристики ядер: масса, энергии реакций захвата и деления, параметры радиоактивного распада;
- парциальные сечения нейтронов тепловых энергий и числа вторичных нейтронов деления, оцененные ошибки этих величин;
- факторы, определяющие отличие сечений захвата и деления от закона $1/v$ в спектре Максвелла;
- резонансные интегралы захвата и деления и оцененные ошибки этих величин;
- подробная энергетическая зависимость сечений в области от 10^{-4} до 5 эВ;
- параметры разрешенных нейтронных резонансов. Эта часть библиотеки связана с программой расчета сечений по резонансным параметрам с учетом доплеровского уширения и интерференции между резонансами и резонансным и потенциальным сечениями рассеяния $1/\bar{I}$;

- спектры частот колебаний атомов замедлителей. Эта часть библиотеки связана с программой расчета дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов с учетом теплового движения и химической связи атомов [2]. Быстродействие этой программы позволило отказаться от хранения законов рассеяния, как это сделано в библиотеке ENDF/B.

Данные о тепловых сечениях, резонансных интегралах и параметрах резонансов есть результат проведенной оценки экспериментальных работ [3] и критического анализа оценок работ [4-6] и др.

Массы ядер и параметры радиоактивного распада взяты из справочника [7]. Энергия деления оценена в работе [8]. Энергия захвата рассчитана из баланса масс. Спектры частот колебаний атомов замедлителей приняты по рекомендации работы [9].

Элементы и изотопы, данные для которых записаны в библиотеку KORT, делятся на три группы:

- основные делящиеся и сырьевые изотопы, конструкционные материалы, поглотители, детекторы медленных нейтронов, сильнопоглощающие осколки деления - всего 74 нуклида. При оценке данных для этих изотопов рассмотрены работы, опубликованные до августа 1978 г.;

- восемь основных реакторных замедлителей;

- актиниды, образующиеся в процессе кампании теплового реактора в результате (n, γ) -реакций и радиоактивного распада - всего 68 изотопов от ^{228}Th до ^{256}Fm . При оценке учтены работы, опубликованные до августа 1979 г.

Некоторые данные для актинидов из библиотеки KORT приведены в таблице.

Некоторые характеристики актинидов из библиотеки KORT

Изотоп	$\sigma_c^T, \text{б}$	ϵ_c	$IR_c, \text{б}$	$\sigma_f^T, \text{б}$	ϵ_f	$IR_f, \text{б}$	$E_R^{\text{МАРС}}, \text{эВ}$
^{228}Th	123 ± 15	-	>1000	-	-	-	-
^{229}Th	54 ± 6	$1,043$	1000 ± 180	$30,5 \pm 3,0$	$1,025$	464 ± 70	$9,15$
^{230}Th	$23,2 \pm 0,6$	$1,013$	1010 ± 30	-	-	-	294
^{232}Th	$7,40 \pm 0,08$	$0,995$	85 ± 3	-	-	-	3994
^{231}Pa	201 ± 20	$1,020$	470 ± 100	-	-	-	99
^{232}Pa	760 ± 100	-	-	700 ± 100	-	-	17
^{233}Pa	41 ± 6	$0,980$	895 ± 30	-	-	-	-
^{232}U	$73,1 \pm 1,5$	$0,973$	280 ± 15	$75,2 \pm 4,7$	$0,973$	350 ± 100	$74,2$
^{233}U	$40,6 \pm 2,0$	$0,999$	140 ± 6	$533,2 \pm 3,0$	$0,997$	764 ± 13	$64,3$
^{234}U	$100 \pm 1,5$	$0,989$	645 ± 70	-	-	-	1486
^{235}U	$91,9 \pm 2,3$	$0,981$	144 ± 6	$588,1 \pm 1,9$	$0,981$	275 ± 5	101
^{236}U	$5,2 \pm 0,3$	$1,002$	365 ± 20	-	-	-	3967
^{237}U	380 ± 100	-	1200 ± 200	-	-	-	-
^{238}U	$2,71 \pm 0,02$	$1,002$	278 ± 5	-	-	-	5756
^{239}U	22 ± 5	-	-	14 ± 3	-	-	-
^{237}Np	169 ± 3	$0,952$	660 ± 50	-	-	-	150
^{236}Pu	-	-	-	162 ± 30	-	-	-
^{237}Pu	-	-	-	2200 ± 400	-	-	-
^{238}Pu	547 ± 20	$0,956$	162 ± 15	$16,5 \pm 0,5$	$0,956$	23 ± 5	496
^{239}Pu	$265,9 \pm 4,1$	$1,063$	190 ± 20	$748,1 \pm 2,8$	$1,065$	310 ± 10	647
^{240}Pu	$287 \pm 1,4$	$1,028$	8260 ± 250	-	-	-	5692
^{241}Pu	355 ± 8	$1,040$	162 ± 8	1023 ± 11	$1,046$	570 ± 17	100
^{242}Pu	$18,5 \pm 0,4$	$1,010$	1280 ± 50	$<0,2$	-	$4,7 \pm 4,7$	3836
^{243}Pu	87 ± 13	-	265 ± 60	180 ± 30	-	540 ± 140	-
^{241}Am	836 ± 20	$0,994$	1400 ± 90	$3,14 \pm 0,1$	$1,014$	22 ± 2	$49,3$
	$752 \pm 20(\text{г})$	-	$1190 \pm 80(\text{г})$	-	-	-	-
	$83,6 \pm 2,6(\text{м})$	-	$220 \pm 15(\text{м})$	-	-	-	-

Изотоп	σ_c^T, σ	ϵ_c	IR_c, σ	σ_f^T, σ	ϵ_f	IR_f, σ	$\frac{\text{макс}}{E_R}, \text{эВ}$
^{242}Am	-	-	< 300	2100 ± 1200	-	-	-
^{242m}Am	1100 ± 1100	1,104	230 ± 100	6900 ± 400	1,100	1900 ± 300	3,3
^{243}Am	79 ± 4	1,013	2050 ± 100	$0,20 \pm 0,11$	-	10 ± 6	250
^{242}Cm	20 ± 10	0,927	150 ± 40	-	-	-	265
^{243}Cm	131 ± 10	-	215 ± 20	609 ± 25	-	1550 ± 200	25,8
^{244}Cm	$13,5 \pm 2,0$	1,001	625 ± 50	$1,0 \pm 0,2$	0,998	19 ± 2	972
^{245}Cm	350 ± 30	0,936	104 ± 8	2030 ± 60	0,942	790 ± 40	60
^{246}Cm	$1,3 \pm 0,3$	1,005	117 ± 8	$0,15 \pm 0,07$	1,006	12 ± 2	313
^{247}Cm	59 ± 6	1,002	500 ± 75	80 ± 7	0,995	750 ± 100	38
^{248}Cm	$2,9 \pm 0,3$	1,002	265 ± 25	$0,37 \pm 0,07$	-	14 ± 2	2391
^{249}Bk	1800 ± 100	-	1400 ± 700	-	-	-	-
^{250}Bk	-	-	-	960 ± 150	-	-	-
^{249}Cf	500 ± 300	-	660 ± 120	1660 ± 50	-	1900 ± 100	-
^{250}Cf	1750 ± 250	-	8300 ± 4000	< 350	-	-	-
^{251}Cf	2850 ± 290	-	1590 ± 70	4800 ± 480	-	5400 ± 800	-
^{252}Cf	$20,4 \pm 1,5$	-	43 ± 4	32 ± 4	-	110 ± 20	-
^{253}Cf	12 ± 2	-	12 ± 2	1100 ± 220	-	2000 ± 500	-
^{254}Cf	$\sigma_a = 90 \pm 30$	-	-	-	-	-	-

Библиотека KORT записана на магнитных лентах ЭВМ в формате, близком к формату библиотек СОКРАТОР [10] и UKNDL [11], и может быть непосредственно использована в расчетных программах, а также в качестве справочного материала.

Для эффективного использования библиотеки KORT можно воспользоваться всеми средствами, предоставляемыми комплексом программ обслуживания библиотек ТЕКДА [12].

Список литературы

1. Тебин В.В., Юдкевич М.С. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 2(29). М., ЦНИИатоминформ, 1978.
2. Игелстафф П.А., Пул М.Дж. - В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. М., Атомиздат, 1974, с.54.
3. CINDA 79 (1977-1979), Vienna, IAEA, 1979.
4. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross-Sections. Vol.1. Resonance Parameters, BNL-325, Third Ed., 1973.
5. Benjamin R.W. IAEA-186, Transactinium Isotope Nuclear Data, vol.II. Vienna, 1976, p.1.
6. CINDU-11, Supplement 1, Vienna, IAEA, 1977.
7. Table of Isotopes 7-th edition. Ed. by Lederer C.M., Shirley V.S. New-York, 1978.
8. Немировский П.Э. Препринт ИАЭ-3230. М., 1980.
9. Майоров Л.В. Препринт ИАЭ-2777. М., 1977, с.24.
10. Колесов В.Е., Николаев М.Н. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып.8, ч.4. М., ЦНИИатоминформ, 1972.
11. Parker K. AWE, Report N O-70/63, 1963.
12. Чистякова В.А., Юдкевич М.С. Препринт ИАЭ-3038. М., 1978.

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{236}U

С.В.Дмитриев, Г.А.Отрощенко

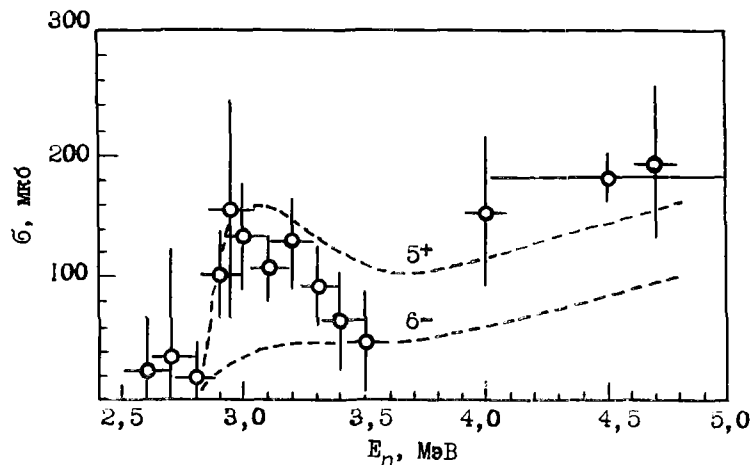
(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

FORMATION OF FISSION ISOMER OF ^{236}U . The half-life and the yield of fission isomer in $^{236}\text{U}(n,n')$ reaction were measured in the neutron energy interval 2.6-4.7 MeV. The half-life is found to be 115 ± 16 ns, the threshold for the isomer production: 2.8 ± 0.1 MeV. The isomer yield with respect to the prompt fission one varies up to $2 \cdot 10^{-4}$.

Сечение выхода делящегося изомера в реакции $^{238}\text{U}(n,n')/1$ обнаруживает локальный максимум вблизи порога этой реакции. Отметив резонансоподобный характер поведения сечения, авторы указанной работы оставляют его без какого-либо объяснения. Эта особенность в литературе практически не обсуждалась. Однако подобное поведение сечения образования изомера требует, по нашему мнению, нетривиального объяснения, так как в реакции (n,n') заселение изомерного уровня во втором минимуме барьера деления должно происходить из состояний промежуточного ядра с большой энергией возбуждения (около 8-9 МэВ), при которой трудно ожидать появления причин, вызывающих повышенный выход изомера на интервале энергий порядка 100 кэВ. В работе [2] указывался возможный механизм, приводящий к такой особенности в сечении вблизи порога. В предложенном механизме существенным для образования изомера являлась не деформация ядра, а наличие при больших энергиях возбуждения сосогоний, выделенных по спине и нуклонной конфигурации с большим запретом на радиационные переходы, аналогично тому, как это имеет место для конфигурационных изомеров в области редких земель. Рассмотрение процесса заселения выделенных состояний в рамках формализма Хаузера-Фешбаха [3] показывает, что сечение прямого заселения состояния в реакции (n,n') без участия радиационных переходов имеет пикообразный характер, круто нарастая от порога и экспоненциально падая с увеличением энергии первичных нейтронов. В процессе $(n,n'+m\gamma)$, идущем параллельно первому, сечение заселения выделенного состояния меняется у порога существенно медленнее, заметно усиливая свой рост лишь с увеличением энергии падающих нейтронов. Поэтому оба способа заселения могут дать результат, который и проявляется в эксперименте. Приведенные соображения обусловили интерес к исследованию выхода делящегося изомера в аналогичной реакции $^{236}\text{U}(n,n')^{236m}\text{U}$, которому посвящена настоящая работа.

Измерения проводили на импульсном электростатическом ускорителе ИАЭ [4]. Нейтроны получались в реакции $D(d,n)$ при энергии дейтронов 1,8 МэВ. Период следования импульсов 500 нс, длительность импульса около 8 нс. Образец урана массой 2 мг и диаметром 1,5 см был помещен в газовую сцинтилляционную камеру, наполненную ксеноном до давления 1,1 атм (1 атм = $1,01 \cdot 10^5$ Па). Световые вспышки ксенона через кварцевое окно камеры, покрытое кватерфенилом, попадали на фотокатод ФЭУ-30. Импульсы тока с анода и последнего динода фотоумножителя подавались на схему регистрации, в которой с помощью преобразователя время - амплитуда записывался временной спектр событий в детекторе. Опорные метки времени снимались с емкостного датчика, расположенного на пучке. Изменение энергии нейтронов, падающих на образец, достигалось изменением положения образца относительно мишени ускорителя. Интервал энергий нейтронов, в котором велись измерения, составлял от 2,6 до 4,7 МэВ, энергетическое разрешение с учетом толщины дейтериевой мишени и конечных размеров мишени и образца составляло во всех случаях менее 0,1 МэВ, за исключением измерений при 4,5 МэВ, когда разрешение достигало около 0,5 МэВ, что позволило увеличить соответственно поток нейтронов на образец и провести определение периода полураспада. При эксперименте принимали меры к снижению различного рода фоновых делений и прочих фонов. Импульсы от наложений α -частиц убирала быстрыми дискриминаторами; для снижения фона делений на рассеянных нейтронах стены зала закрывали борированным полиэтиленом, камеру с фотоумножителем заключали в кадмиевый чехол. Ближайшие к детектору 120-см ионопровода были выполнены из трубки - нержавеющей стали диаметром 1,8 см с толщиной стенок 0,1 мм. При обработке полученных данных учитывали возможное наличие указанных фонов, для определения которых проводили необходимые измерения, в частности в том же интервале энергий были получены временные спектры делений с образцом нептуния.

Период полураспада изомера, по нашим измерениям, составляет 115 ± 16 нс. Сечение образования изомера, полученное по измеренному относительному выходу и известному сечению деления ^{236}U , представлено на рисунке. Видно, что порог образования изомера лежит вблизи энергии нейтронов 2,8 МэВ. Неопределенность этой величины составляет 0,1 МэВ. Сразу после порога сечение резко возрастает до величины 110 мкб при энергии 3,1 МэВ. В области 3,5 МэВ сечение имеет минимум около 80 мкб, после чего возрастает до 200 мкб при энергии около 4,7 МэВ. Относительный выход, как и в реакции $^{238}\text{U} (n, n')$, достигает $2 \cdot 10^{-4}$, что на порядок больше аналогичной величины для реакций (n, γ) .



Зависимость сечения выхода изомера σ от энергии нейтронов E

В рамках механизма, изложенного кратко выше, были рассчитаны сечения образования изомера для различных спинов и четностей изомерных состояний. Расчет проводили на основе оптической модели с использованием нейтронных коэффициентов проницаемости по таблицам Перея-Бака [5]. Учитывались только дипольные радиационные переходы с матричным элементом, пропорциональным кубу энергии перехода. Плотность уровней ядра рассчитали по формуле для ферми-газа, параметр плотности взяли из таблиц работы [6]. Проведенные расчеты показали сильную зависимость величины сечения от предполагаемого спина. Так, вблизи от порога для спина менее 4 сечение составляло несколько миллибарн, а для спинов менее 7 — ниже 100 мкб.

Проведенным расчетам соответствуют пунктирные кривые рисунка, представляющие одну пятую рассчитанной величины сечений для изомерных состояний 5^+ и 6^- . Следует отметить, что абсолютная величина рассчитанного сечения может превышать полученную в данном эксперименте, так как возможен конкурирующий с делением процесс радиационного распада изомерного состояния. Хотя полученная статистическая точность не позволяет сделать определенное заключение о величине спина, оставаясь в рамках предложенного механизма заселения изомерного состояния, можно сказать, что, по-видимому, спин изомерного состояния имеет на нижней границе значение 4, так как более низкие значения спина приводят к гораздо большей величине сечения вблизи порога и к иному соотношению ее с величиной сечения при больших энергиях.

Отметим, что особенности выходов делящихся изотопов ^{236}U и ^{238}U в реакции (n, n') повторяют друг друга. Предположение о чисто статистическом механизме заселения изомерных состояний, связанных с большим спином, объясняет различие выходов делящихся изотопов в реакциях (n, n') и (n, γ) , а проведенные в рамках этого механизма расчеты сечений образования изотопов дают качественное и в пределах порядка количественное согласие с экспериментальными данными. Возможно, что учет фактора, связанного с конкурирующим процессом радиационного распада изомера, привел бы к лучшему количественному согласию расчета и эксперимента.

Изложенные соображения имеют общий характер, поэтому выходы других изотопов в реакциях (n, n') должны иметь аналогичные особенности.

Список литературы

1. Wolf K.L. e.a. - Bull. Amer. Phys. Soc., 1974, v.19, p.995.
2. Воротников П.Е., Вуколов В.А., Колтыпин Е.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.3. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, с.239-243.
3. Hauser W. e.a. - Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
4. Афанасьев В.П., Ганжелюк М.Л., Козлов Л.Д. и др. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Ч.6. М., ЦНИИАтоминформ, 1976, с.216-220.
5. Auerbach E.H. e.a. - Optical Model Transmission Coefficients 0.1 to 5.0 MeV. 1962.
6. Gilbert A. e.a. - Canad. J. Phys., 1965, v.43, p.1446.

УДК 539.173.4

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ^{244}Cm НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,4-1,3 МэВ

П.Е.Воротников, Л.Д.Козлов, Ю.Д.Молчанов, Г.А.Шуф

(ИЯЭ им.И.В.Курчатова)

THE FISSION NEUTRON CROSS-SECTIONS OF ^{244}Cm IN ENERGY RANGE 0,4-1,3 MeV. The results of fission neutron cross-section measurements of ^{244}Cm in energy range 0,4-1,3 MeV are described. The pulsed electrostatic accelerator and 5 nanograms sample were used.

К настоящему времени известны измерения сечения деления моноэнергетическими нейтронами ^{244}Cm лишь в отдельных точках в надпороговой области энергий нейтронов E_n [1,2] и более систематические измерения в широкой области E_n , использовавшие в качестве источника нейтронов подземный ядерный взрыв [3-5]. Авторы настоящей работы при проведении эксперимента использовали уже разработанную методику измерений $\sigma_f(E_n)$ трансурановых элементов на импульсном электростатическом ускорителе (ЭСУ) с нанограммовыми ($\sim 10^4$ раз меньше, чем требовалось ранее) количествами вещества, подробное описание которой приведено в работе [6]. Целью настоящей работы, помимо получения зависимости $\sigma_f(E_n)$ для ^{244}Cm , была проверка этой методики в реальных условиях физического эксперимента.

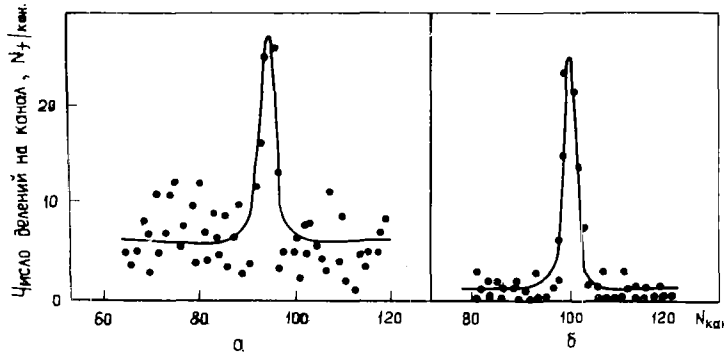
Источником нейтронов служила твердая тит-мишень, бомбардируемая протонами импульсного ЭСУ [7]. Диаметр пучка протонов на мишени составлял около 1 мм, частота импульсов тока - 2 МГц, их длительность - около 5 нс, средний ток ~ 6 мкА. Слой диаметром около 1,5 мм, содержащий ~ 5 мг ^{244}Cm , располагался под углом 0° по отношению к пучку протонов. Расстояние между центрами мишени и слоя составляло около 3 мм при относительных измерениях $\sigma_f(E_n)$ и 6 мм при абсолютизации σ_f , проводившейся при $E_n = 1100$ кэВ. Осколки регистрировались сцинтиляционной камерой диаметром 2 см и толщиной 1 см, наполненной ксененом до давления 1,5 ата и соединенной с ЭСУ. Поток нейтронов мониторировался "длинными" счетчиками, проградуированными по эталонным PuBe -источникам. Для регистрации временных спектров осколков использовалась разработанная ранее схема времяпролетного спектрометра [7]. Часть аппаратурных спектров, полученных при $E_n = 480$ и 950 кэВ, показана на рисунке. Как видно из рисунка, акты деления, вызванные нейтронами, хорошо отделяются от фона равномерно распределенных спонтанных делений, хотя полное число вынужденных делений $N_{\text{вын}}$ много меньше, чем спонтанных $N_{\text{сп}}$. Из соотношений

$$N_{\text{сп}} = \frac{2,2 \cdot 10^{-8} N_{\text{ат}} \epsilon t_{\text{изм}}}{T_f \text{ лет}}, \quad (1)$$

$$N_{\text{внн}} = N_{\text{ат}} N_n \sigma_f \text{см}^2 \varepsilon, \quad (2)$$

где $N_{\text{ат}}$ - число ядер в слое; N_n - число нейтронов, падающих на 1 см^2 ; ε - эффективность регистрации осколков; T_f - период спонтанного деления и $t_{\text{изм}}$ - время измерений в секундах, следует

$$\sigma_f = \frac{2,2 \cdot 10^{16} N_{\text{внн}} t_{\text{изм}}}{N_{\text{сп}} T_f \text{лет} N_n} \sigma. \quad (3)$$



Временные спектры делений, полученные при $E_n = 480 \text{ кэВ}$ за 10 ч (а) и при $E_n = 950 \text{ кэВ}$ за 2 ч (б) измерений

Таким образом, в выражение для сечения деления не входят величины $N_{\text{ат}}$ и ε , вносящие обычно большие погрешности в результаты измерений. При абсолютизации сечения учитывались измеренная экспериментально поправка на рассеяние камерой нейтронов, регистрируемых длинными счетчиками, и расчетные поправки, связанные со сравнимостью расстояния между мишенью и слоем с их диаметрами, возможными неоднородностями слоя и мишени и анизотропией выхода нейтронов из мишени. Основные погрешности связаны с абсолютизацией нейтронного потока ($\pm 6\%$) и неопределенностью изотопного состава слоя. Доля различных изотопов рассчитывалась исходя из кривых накопления изотопов при облучении в реакторе [8], привязанных по измеренным на Ge(Li) -спектрометре γ -выходам ^{243}Am , ^{244}Cm , ^{246}Cm и ^{245}Cm . Таким образом, был получен следующий состав слоя (в %): $^{241}\text{Am} - 0,12 \pm 0,08$; $^{243}\text{Am} - 4,1 \pm 1,0$; $^{243}\text{Cm} - 0,08 \pm 0,08$; $^{244}\text{Cm} - 76 \pm 3,5$; $^{245}\text{Cm} - 1,3 \pm 0,4$; $^{246}\text{Cm} - 18 \pm 3$; $^{247}\text{Cm} - 0,4 \pm 0,1$; $^{248}\text{Cm} - 0,4 \pm 0,1$.

Результаты измерений σ_f приведены в таблице. Они хорошо согласуются с полученными при ядерном взрыве данными Мура [4] и так же, как они, при $E_n < 800 \text{ кэВ}$ лежат на $\sim 40\%$ выше результатов работы [5]. Рассчитанные по данным, полученным в ходе описываемого эксперимента, с учетом роста эффективного числа каналов конкурирующего процесса нейтронной эмиссии $N_n(E^*) = 2\pi \Gamma_n(E^*) / \rho_{\text{сост}}(E^*)$ и энергии связи нейтрона $B_n = 5,52 \text{ МэВ}$ высота барьера деления ^{245}Cm в ^{245}Cm $V_f^{245} = 6,17 \pm 0,03 \text{ МэВ}$, а его кривизна $\hbar \omega_f = 2\pi dE^*/d \ln N_f = 0,70 \pm 0,04 \text{ МэВ}$.

$E_n \pm \Delta E_n$, кэВ	σ_f , σ	$\delta \sigma_f$ стат, %	$\delta \sigma_f$ из.сост, %	$\delta \sigma_f$ полн, %
390 ± 70	0,18	22	15	28
480 ± 90	0,44	14	8	19
580 ± 90	0,65	14	5,3	18
690 ± 90	1,06	15	3,2	18
790 ± 100	1,72	11	2,7	15
950 ± 95	1,77	9	2,2	14
1080 ± 90	1,63	10	1,8	14
1280 ± 80	1,58	15	1,7	18

Таким образом, в настоящей работе проведены измерения сечения деления ^{244}Cm моноэнергетическими нейтронами с $E_n = 400\text{--}1300$ кэВ и показано, что разработанная методика пригодна для измерений сечений деления на нанограммовых количествах изотопов с большой активностью по спонтанному делению.

Список литературы

1. Koontz P.G., Barton D.M.-Proc.Conf.Neut. Cross-Section and Techn. Washington, 1968, p.597.
2. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К. и др. - Ядерная физика, 1975, т.17, с.12.
3. Fulwood R.R., Nally J.H., Shunk E.R.-Proc. Conf. Neut. Cross-Section and Techn. Washington, 1968, p.567.
4. Moore M.S., Keyworth G.A. - Phys.Rev., C3, 1956, 1971.
5. Фомушкин Э.Ф., Новоселов Г.Ф. и др. - Ядерная физика, 1980, т.31, с.39.
6. Воротников П.Е., Жуков М.А., Козлов Л.Д. и др. Метод измерения сечения деления транслютоновых изотопов с использованием нанограммовых количеств вещества. - См. настоящий выпуск, с. 77-79.
7. Воротников П.Е., Вуколов В.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.4. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, с.238.
8. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А.-Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. М., Атомиздат, 1975.

УДК 539.170.01

О РАСПАДЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ ЧЕРЕЗ ДВУГОРБЫЙ БАРЬЕР

Г.А.П и к - П и ч а к

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

ON THE QUASISTATIONARY STATE DECAY THROUGH DOUBLE HUMP BARRIER;
Numerical calculation results are given for the width of the
quasistationary state decay through the double hump barrier,
when the condition of the analytical expression use are invalid.

Резонансные свойства проницаемости двугорбого барьера хорошо известны из работ [1,2]. Эти свойства обычно используются для оценки поведения атомного ядра при делении. В работе [3] было показано, что свойства резонансной проницаемости в стационарной задаче и в задаче о распаде квазистационарного состояния через двугорбый барьер совершенно разные. Так, было показано, что наибольшая вероятность распада для заданной величины проницаемости внутреннего барьера имеет место не при симметричном двугорбом барьере, когда проницаемости барьеров равны, а при асимметричном барьере, когда проницаемость наружного барьера пропорциональна корню квадратному из проницаемости внутреннего барьера. Хотя рассмотрена очень простая одномерная задача, где барьеры имеют вид дельта-функций [3]

$$V(x) = \frac{\hbar^2}{2\mu} [\Lambda \delta(x-a) + \Phi \delta(x-b)] \quad (I)$$

(Λ^{-2} и Φ^{-2} - проницаемости первого и второго барьеров), многие подробности могут быть выяснены только при численном счете. Определение проницаемости наружного барьера, при которой наблюдается наибольшая ширина распада, нарушение условий резонанса и т.д. требуют численного расчета.

Следуя [3], будем искать корни уравнения $S(\alpha) + iT(\alpha) = 0$, где

$$\begin{aligned} S(\alpha) &= 1 + \omega \sin 2\alpha + \varphi \sin 2(\alpha + \beta) + 4\omega\varphi \sin \alpha \sin \beta \cos(\alpha + \beta); \\ T(\alpha) &= 2\omega \sin^2 \alpha + 2\varphi \sin^2(\alpha + \beta) + 4\omega\varphi \sin \alpha \sin \beta \sin(\alpha + \beta); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\varphi = \Phi/k \quad (k - \text{волновое число}); \quad \alpha = ka; \quad \beta = k(b-a); \quad \omega = \Lambda/k.$$

Энергия и ширина квазистационарных состояний в потенциале (I), выраженные в единицах $\hbar^2/2\mu a^2$, равны

$$E = \varepsilon^2 - \eta^2; \quad \Gamma = -4\varepsilon\eta, \quad \text{где} \quad \varepsilon = \text{Re}\alpha; \quad \eta = \text{Im}\alpha.$$

Численное решение (2) при $\omega, \varphi \gg 1$ встречает определенные трудности, когда $\sin \beta \gg \omega^{-1}, \varphi^{-1}$. В этом случае необходима очень высокая точность определения ε для состояний, локализованных в первой яме:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \pi n - (2\omega)^{-1} + (4\omega^2 \sin^2 \beta)^{-1} \cos \beta + (24\omega^3)^{-1} + (8\omega^3 \sin^2 \beta)^{-1} \times \\ &\times \cos^2 \beta - (8\omega^2 \varphi \sin^2 \beta)^{-1} + (16\omega^4 \sin^3 \beta)^{-1} \cos^3 \beta - (16\omega^4 \sin \beta)^{-1} \cos \beta + \\ &+ (8\omega^3 \varphi \sin^3 \beta)^{-1} \cos \beta + (16\omega^2 \varphi^2 \sin^3 \beta \cos \beta)^{-1} \end{aligned}$$

$$(n - \text{номер уровня в первой яме}); \quad \eta = -(16\omega^2 \varphi^2 \sin^2 \beta)^{-1}.$$

Поэтому возможность решения (2) определяется количеством цифр мантиссы в ЭВМ. Расчет проводился для $\omega, \varphi \leq 10^5$.

Поскольку полная энергия в первой и второй ямах совпадает с кинетической энергией, то резонанс достигался изменением размеров одной из ям. Геометрические размеры могут быть определены одним параметром $z = (b-a)/a$, поскольку либо a , либо $b-a$ входит в характерную энергию.

В процессе счета решались уравнения (2), определялись два решения с малой и большой ширинами Γ , которые отвечают состояниям, локализованным в первой и второй ямах соответственно [3]. На рис. 1 показано типичное поведение $\Gamma_{1,2}$ при изменении смещения уровней относительно друг друга [$\mu = z - 1 - 2\pi\omega(zn - m) - \omega/\varphi$, где m - номер состояния во второй яме]. Резонанс определялся как такое состояние, при котором Γ_1 - максимальна, а Γ_2 - минимальна. На рис. 2 показано поведение Γ_1 и Γ_2 в резонансе при изменении φ для заданной величины $\omega = 10^3$ при различных комбинациях уровней (n, m) , находящихся в резонансе. Сравнение результатов счета и аналитических выражений работы [3] показывает, что различие между ними мало и находится вблизи максимума Γ_1 , т.е. при $\varphi = \sqrt{\omega} (2\sqrt{z})^{-1}$.

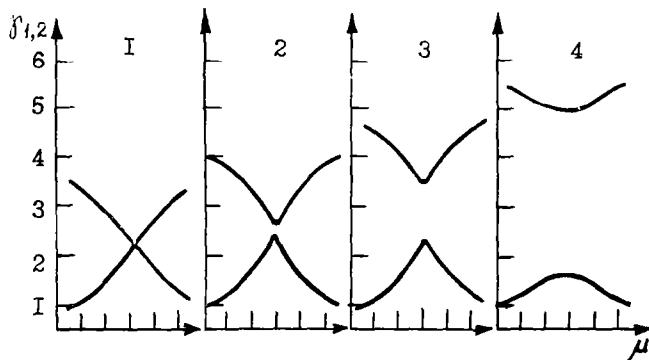


Рис. 1. Зависимость $\gamma_{1,2} = \Gamma_{1,2} \cdot 10^4 / (\hbar^2/2\mu a^2)$ от μ при $\omega = 1000$, $n = 1$, $m = 500$ для различных значений φ : 1 - $\varphi = 3,72$; 2 - $\varphi = 3,47$; 3 - $\varphi = 3,24$; 4 - $\varphi = 3,02$

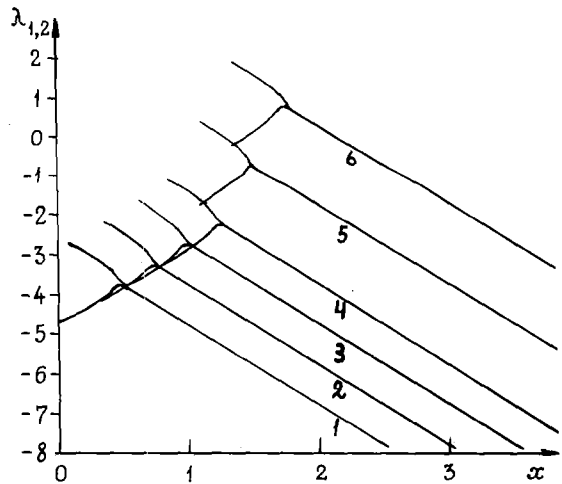


Рис. 2. Зависимость $\lambda_{1,2} = \lg \Gamma_{1,2}$ от $x = \lg \varphi$ при $\omega = 1000$ для различных (n, m) : 1 - (1, 1000); 2 - (1, 100); 3 - (1, 10); 4 - (1, 1); 5 - (10, 1); 6 - (100, 1)

Максимальная величина ширины для больших ω с хорошей точностью равна:

$$\begin{aligned}\Gamma_1^{\text{макс}} &= \hbar^2 (2\mu a^2)^{-1} 2\pi (\omega \sqrt{z})^{-1}, & z \geq 1; \\ \Gamma_2^{\text{макс}} &= \hbar^2 [2\mu(\beta - a)^2]^{-1} 2\pi z^{3/2} \omega^{-1}, & z \leq 1.\end{aligned}$$

Следовательно, максимальное усиление распада имеет место при $z=1$, т.е. при резонансе наименее низших уровней. Поскольку для одного барьера $\Gamma = \hbar^2 (2\mu a^2)^{-1} \pi \omega^{-2}$, то усиление распада из-за присутствия второго барьера исчезает при $z > 4\omega^2$ или при $z < (2\omega)^{-2/3}$.

Список литературы

1. Бом Д. Квантовая теория. М., Наука, 1965, с.334.
2. Ignatyuk A.V. et al. - Phys.Lett., 1969, v.29B, p.209.
3. Пик-Пичак Г.А. - Ядерная физика, 1979, т.30, с.1443.

УДК 539.173.13

ИСПУСКАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ И В РЕАКЦИИ (d,pf)

В.В.Гладков, В.А.Завгородний, В.И.Серов

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

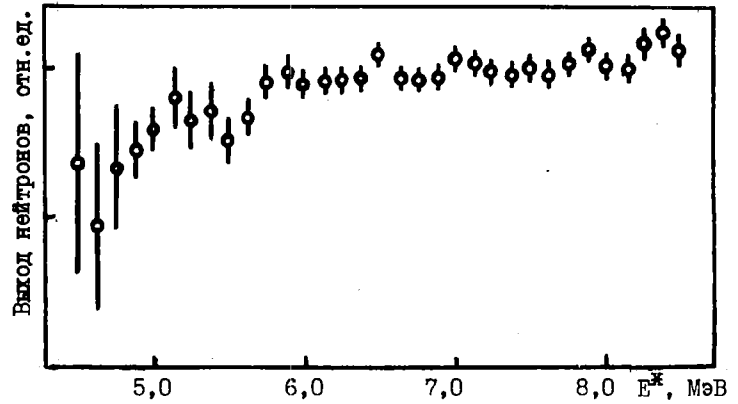
THE NEUTRON GENERATION FOR NEUTRON INDUCED FISSION AND FROM (d,pf)-REACTION. The measurements of neutron fission exits at different excitation energy in the reaction $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ were carried out. Data on $\bar{\nu}$ at nuclei fission by slow neutrons point to $\bar{\nu}$ spin dependence of fission nuclei that can be the reason of irregularity in neutron fission exits in the reaction $^{239}\text{Pu}(d,pf)$.

Нейтроны, испускаемые при делении ядер, являются важной характеристикой процесса деления. Известно, что среднее число нейтронов деления $\bar{\nu}$ линейно возрастает с увеличением энергии возбуждения. Однако при малых энергиях нейтронов в некоторых случаях (^{235}U , ^{239}Pu) имеются заметные отклонения от линейной зависимости [1,2].

С целью выяснения зависимости $\bar{\nu}(E^{\#})$ при энергиях возбуждения вблизи барьера деления были проведены измерения выходов нейтронов деления в реакции $^{239}\text{Pu}(d,pf)$. Работа выполнена на тандеме при энергии дейтронов 11,8 МэВ. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором с кристаллом стибьбена размером 70x70 см³. Использовалась схема разделения нейтронов от γ -квантов. Измерения были относительными. Протоны, энергия которых определяет энергию возбуждения делящегося ядра, регистрировались телескопом ΔE - E -полупроводниковых счетчиков, расположенным под углом 120°. Осколки деления регистрировались поверхностно-барьерным детектором ($S \approx 5$ см²), расположенным под углом 65° к направлению вылета ядер отдачи ($\omega \approx 1$ ср). Сцинтилляционный детектор располагали непосредственно за детектором осколков деления ($\omega \approx 0,5$ ср). Фон случайных совпадений измеряли в том же эксперименте регистрацией задержанных на 100 нс осколков деления.

Измеренные отношения спектров протонов реакций $^{239}\text{Pu}(d,pfn)$ и $^{239}\text{Pu}(d,pf)$, которые пропорциональны числу нейтронов, приходящихся на акт деления, приведены на рис.1. Видно, что при $6,0 < E^{\#} < 8,5$ МэВ наблюдается медленное возрастание числа нейтронов деления, которое характеризуется величиной около 5% на 1 МэВ, что согласуется с принятой зависимостью величины $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов [2]. Наиболее примечательным является заметный минимум (около 20%) при $E^{\#} \approx 5,5$ МэВ и такой же максимум при $E^{\#} \approx 5,0$ МэВ. Положение их совпадает с аналогичными нерегулярностями в зависимости от анизотропии вылета осколков деления в этой же реакции по данным работы [3]. При регистрации осколков деления под углами 30-90° эти нерегулярности нельзя объяснить кинематическими эффектами. Наиболее вероятно, что они свидетельствуют о заметных изменениях выходов нейтронов и их угловых распределений.

Рис.1. Выход нейтронов реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ в зависимости от энергии возбуждения



Сравним полученные зависимости с данными работы [4] о зависимости полной кинетической энергии осколков деления от энергии возбуждения (рис.2). Наблюдается качественное согласие данных обеих работ: сильному уменьшению выхода нейтронов при $E^* < 5,0$ МэВ соответствует заметное увеличение полной кинетической энергии осколков деления под углом 0° . Наблюдается также коррелированное изменение выходов нейтронов и полной кинетической энергии осколков деления при энергиях возбуждения 5,0 и 5,5 МэВ. Однако относительно большим изменениям в выходе нейтронов соответствуют малые изменения полной кинетической энергии осколков деления. Это свидетельствует о перераспределении энергии между нейтронами и γ -квантами.

Рассмотрим возможную зависимость величины $\bar{\nu}$ от спинов делящихся ядер. Сравним величины $\bar{\nu}$ при спонтанном делении и делении тепловыми нейтронами тех же составных ядер. В таблице помещены все опубликованные данные работы [2].

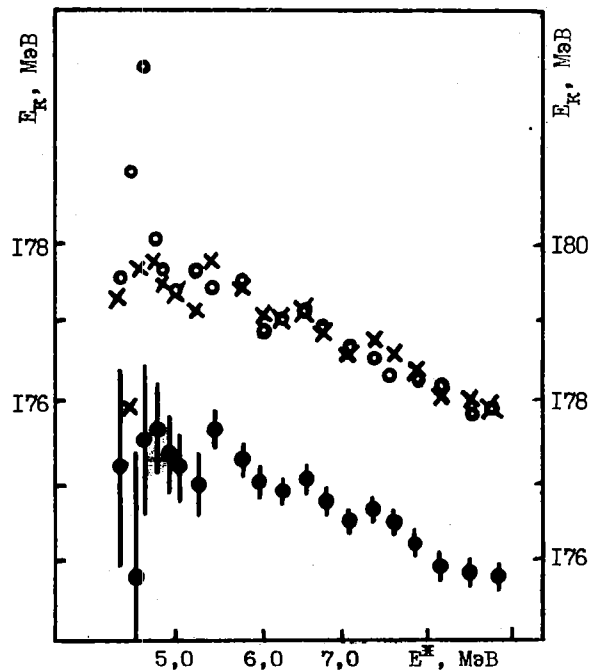


Рис.2. Полная кинетическая энергия осколков деления реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ в зависимости от энергии возбуждения [4]: \circ - измерения под углом 0° ; \bullet - измерения под углом 90° ; \times - измерения под углом 90° , совмещенные с измерениями под углом 0°

Параметры ядер разных изотопов

Составное ядро	$\bar{\nu}_{sp}$	$\bar{\nu}_{th}$	$\Delta\bar{\nu}$	$\epsilon_n, \text{МэВ}$	J_0	$\Delta\bar{\nu}'$
^{236}Pu	$1,90 \pm 0,05$	$2,40 \pm 0,017$	$0,5 \pm 0,05$	6,54	$7/2^-$	$0,5 \pm 0,05$
^{240}Pu	$2,15 \pm 0,005$	$2,854 \pm 0,001$	$0,7 \pm 0,01$	6,53	$1/2^+$	$0,7 \pm 0,01$
^{242}Pu	$2,14 \pm 0,009$	$2,934 \pm 0,012$	$0,79 \pm 0,015$	6,30	$5/2^+$	$0,81 \pm 0,015$
^{244}Cm	$2,68 \pm 0,011$	$3,43 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,05$	6,80	$5/2^+$	$0,72 \pm 0,05$
^{246}Cm	$2,907 \pm 0,015$	$3,825 \pm 0,03$	$0,92 \pm 0,04$	6,50	$7/2^+$	$0,92 \pm 0,04$
^{248}Cm	$3,14 \pm 0,012$	$3,79 \pm 0,15$	$0,65 \pm 0,15$	6,21	$9/2^-$	$0,68 \pm 0,15$
^{250}Cf	$3,52 \pm 0,09$	$4,08 \pm 0,04$	$0,56 \pm 0,1$	6,60	$9/2^-$	$0,55 \pm 0,1$

В четвертом столбце таблицы указаны разности среднего числа нейтронов деления при изменении энергии возбуждения от нуля до величины, равной энергии связи нейтрона. Данные таблицы позволяют заметить корреляцию между величинами $\Delta\bar{\nu}$ и спинами начальных ядер: большим спином J_0 отрицательной четности начальных ядер соответствуют малые значения $\Delta\bar{\nu}$, большим спином положительной четности соответствуют большие значения $\Delta\bar{\nu}$. В последнем столбце указаны величины $\Delta\bar{\nu}'$, приведенные к энергии возбуждения, равной 6,5 МэВ. Из этих данных можно сделать вывод, что при увеличении спина составного ядра на два происходит возрастание величины $\bar{\nu}$ на $\Delta\bar{\nu} \approx 0,12 \pm 0,05$. Эти зависимости проявляются и при делении ядер с $J_0 > 3/2$ медленными нейтронами. Так, некоторое уменьшение среднего числа нейтронов деления для ^{233}U при $E_n \approx 0,1 + 0,3$ МэВ обусловлено тем, что тепловым нейтронам соответствует большая величина $\Delta\bar{\nu}$, а с ростом энергии нейтронов увеличивается вклад взаимодействия с $l_n = 1$, а следовательно, малая величина $\Delta\bar{\nu}$. При делении ^{235}U медленными нейтронами наблюдается обратная зависимость: тепловым нейтронам соответствует малая величина $\Delta\bar{\nu}$. С увеличением энергии нейтронов и ростом вклада взаимодействия с $l_n = 1$ будет наблюдаться увеличение $\Delta\bar{\nu}$, что отмечается в работе [1].

Таким образом, общий анализ поведения величины $\bar{\nu}$ при делении ядер медленными нейтронами указывает на ее зависимость от спинов составных ядер, что, по-видимому, и является причиной более сильных изменений выходов нейтронов деления в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при энергиях возбуждения вблизи барьеров деления.

Список литературы

1. Kärreler K., Bandl R.E. - Ann. Nucl. Energy, 1976, v.3, p.31.
2. Горбачев В.М. и др. - Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник. М., Атомиздат, 1976, с.424.
3. Britt N.C., Rickey F.A., Hall Jr.W.S. - Phys. Rev., 1968, v.175, p.1525.
4. Patin Y., Lachkar J., Sigand J. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Ч.5, с.300.

УДК 539.173.8:546.791

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{236}U И ^{238}U НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,550-4,25 МэВ

Х.Д.Андросенко, Г.Г.Королев, Д.Л.Шпак
(ФЭИ)

ANGULAR ANISOTROPY OF ^{236}U , ^{238}U -FISSION FRAGMENTS INDUCED BY 0,550-4,25 MeV NEUTRONS. Glass detectors were used to study the angular anisotropy of ^{236}U , ^{238}U fission fragments and the energy dependence of ^{236}U fission cross-section to the cross-section of ^{235}U fission induced by 0,550-4,25 MeV neutrons.

На ранней стадии изучения процесса деления считали, что деления ядер вблизи порога, наблюдаемого в сечении, происходят через небольшое число квантовых переходных состояний (каналов деления) [1,2]. В работах [3-7] показано, что сложная структура энергетической зависимости угловых распределений осколков деления $W(\theta)$, в которой удается выделить индивидуальный эффект отдельных каналов деления, подтверждает эту мысль. В последующие годы более подробное изучение угловых распределений и детальный качественный анализ энергетической зависимости угловой анизотропии [3,4,7-12] показали неполноту традиционного описания деления ядер вблизи порога [1,2]. В указанных работах экспериментально показано, что каналовые эффекты в распределении $W(\theta)$ быстро затухают по мере увеличения числа нуклонов в делящихся ядрах. Например, если в ядрах-мишенях

^{226}Ra , ^{230}Th , ^{232}Th вблизи порога обнаруживается резкое изменение формы $W(\theta)$ и большой масштаб изменения абсолютной величины коэффициента угловой анизотропии $A = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$ (от $-0,5$ до $2,0$), то в тяжелых ядрах-мишенях $W(\theta)$ описывается простой зависимостью $W(\theta)/W(90^\circ) = 1 + \cos^2 \theta$ и величина не превышает $0,3$ [13]. Те свойства и явления, которые не укладывались в рамки общепринятой концепции Н.Бора - Уилера - О.Бора, позднее были объяснены благодаря пересмотру представлений о форме барьера деления [14].

Однако более подробное рассмотрение имеющихся экспериментальных данных [13, 15, 16] показывает, что в поведении угловой анизотропии осколков деления вблизи порога существует глубокая аномалия в районе массовых чисел 236 и 238 для четно-четных ядер-мишеней. Для всех ядер-мишеней с массовым числом ≤ 236 независимо от числа Z угловые распределения осколков деления обнаруживают резкое изменение формы $W(\theta)$ и большой масштаб изменения угловой анизотропии. Напротив, для ядер-мишеней с массовым числом ≥ 238 и тоже независимо от числа Z угловые распределения описываются $\cos^2 \theta$ и в небольшом числе случаев - с привлечением $\cos^4 \theta$ (рассматривается область массовых чисел 226-244 и $88 \leq Z \leq 94$).

В связи с указанными обстоятельствами были проведены более подробные и детальные измерения угловых распределений осколков деления ^{236}U и ^{238}U в околпороговой области энергий нейтронов. Измерения проводили на электростатических генераторах ФЭИ. Источником моноэнергетических нейтронов служила реакция $T(p,n)$ на твердых мишенях. В качестве детекторов осколков деления использовали цилиндрические стекла. Экспериментальное устройство, применявшееся в данном эксперименте, представляло собой одну из модификаций многоугольного 4Я-детектора, описанного ранее в работах [16, 17]. При изучении детальной зависимости угловых распределений осколков деления для достаточно большого числа углов (около десяти) и изучавшихся в данной работе ядер очень существенным являлось соблюдение заданной геометрии и особенно идентичности геометрических условий относительного расположения стекол и делящихся слоев в процессе длительных во времени измерений. Создание этих условий достигалось тем, что рабочий слой с делящимся веществом на все время измерений неподвижно закрепляли в специальной тонкостенной кассете, а сменные стеклянные детекторы могли занимать относительно этой кассеты (а следовательно, и слоя) лишь строго определенное во всех сериях облучений положение.

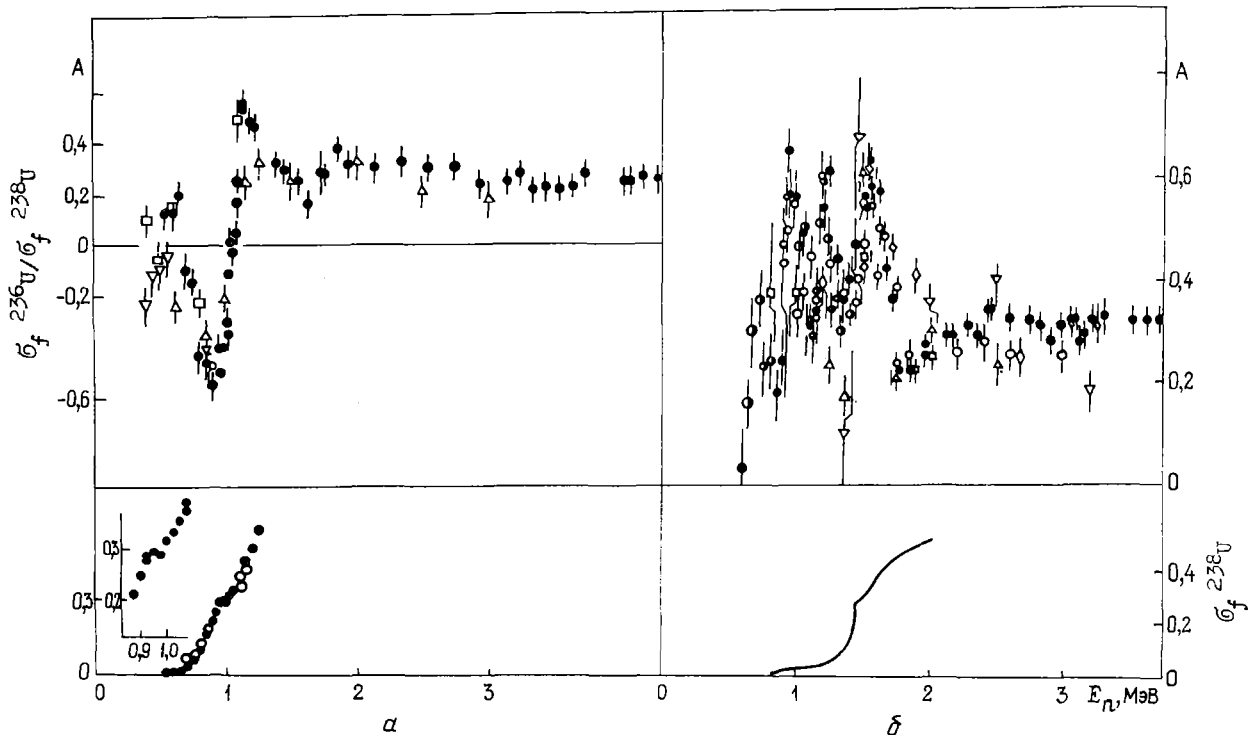
Экспериментальное устройство позволяло использовать одновременно несколько кассет, зафиксированных под заданными углами относительно пучка ускоряемых частиц. Это дало возможность получать дублированную информацию об угловых распределениях осколков деления для изотопов ^{236}U , ^{238}U , ^{235}U под углом 15° к пучку ускоряемых частиц. Полученная информация об угловых распределениях осколков деления в связи с одновременностью экспозиции в одном потоке нейтронов нескольких изотопов дает возможность также получать информацию относительного хода сечений деления этих изотопов.

В данной работе сообщаются результаты измерений угловых распределений осколков деления нейтронами ^{236}U и ^{238}U и относительного хода сечений деления $\sigma_f^{236\text{U}} / \sigma_f^{235\text{U}}$. Эти измерения выполнены в диапазоне энергий нейтронов 550 кэВ - 4,25 МэВ и 850 кэВ - 3,73 МэВ для ^{236}U и ^{238}U соответственно с шагом в низкой области около 50 кэВ и энергетическим разрешением около 30 кэВ. В эксперименте использовали мишени делящихся веществ (изотопный состав ^{236}U , ^{238}U и ^{235}U примерно 99,9%) в виде окисных слоев на тонких алюминиевых (^{236}U - на платиновой) подложках прямоугольной формы (8x9 мм), вырезанных из слоев значительно больших размеров. Неоднородность слоев оценена в 5%. После оценки и учета вклада в деление от рассеянных в конструкциях экспериментального устройства нейтронов в результаты прямых измерений вводили поправку на фон экспериментального зала (около 2%) и фон реакции (p,n) на конструктивных материалах мишенедержателя при энергиях ускоряемых протонов $E_p \geq 3$ МэВ (около 1%). При получении угловых распределений осколков деления вводили также поправку на неравномерность распределения потока нейтронов по площади слоя (до 1%) и поправку, обусловленную геометрическими факторами и неравномерностью слоя.

Экспериментальные угловые распределения с учетом углового разрешения и движения центра масс обрабатывали методом наименьших квадратов для отыскания коэффициента угловой анизотропии $A = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$ в предположении, что

$$W(\theta)/W(90^\circ) = 1 + A \cos^2 \theta.$$

Значения коэффициента угловой анизотропии для ^{236}U и ^{238}U и относительного хода их сечений деления показаны на рисунке. На нем результаты настоящей работы сравниваются с данными других авторов. Видно, что результаты угловой анизотропии настоящего эксперимента имеют хорошее согласие с данными работ [4,5,17] для ^{236}U . Для ^{238}U значения коэффициента угловой анизотропии в целом неплохо согласуются с результатами более поздних работ [10,18], но имеют значительный разброс с немногочисленными данными работ [5,18-21], выполненными на ранней стадии изучения угловых распределений осколков деления с малым числом исследуемых углов и соответственно с довольно плохим угловым разрешением.



Зависимость коэффициента угловой анизотропии $A = W(\theta^\circ)/W(90^\circ) - 1$ в системе центра масс и отношения сечений деления ^{236}U (α) и ^{238}U (δ) от энергии нейтронов. Данные работ: ∇ - [4,21]; Δ - [5,19]; \circ - [10]; \square - [17]; \bullet - [18]; \diamond - [20]; \bullet - настоящей

Данные об угловой анизотропии осколков деления A настоящей работы, как видно из рисунка, вместе с результатами других авторов [4,5,18-21] убедительно устанавливают резкую границу, как указано выше, глубокой аномалии в поведении угловой анизотропии для двух групп делящихся четно-четных ядер-мишеней. На рисунке приведены также результаты измерений энергетического хода отношений сечений деления $\sigma_f^{236\text{U}}/\sigma_f^{238\text{U}}$. Указанные ошибки включают кроме статистических ошибок ошибки просмотра стекол (около 0,4%) и ошибки, связанные с введением поправок. Для сравнения значения $\sigma_f^{236\text{U}}/\sigma_f^{238\text{U}}$ были принормированы к данным работы [22].

Список литературы

1. Бор О. - Материалы Международной конференции по использованию атомной энергии (Женева), Т. 2. М., Физматгиз, 1958, с.175.
2. Уилер Дж. - В кн.: Физика деления ядер. М., Атомиздат, 1965, с.7.
3. Воротников П.Е., Дубровина С.М., Отрошенко Г.А., Шигин В.А. - Ядерная физика, 1967, т.5.
4. Lamphere R.W. - Physics and Chemistry of Fission Proceedings of the Symposium (Salzburg, 1965). Vienna, IAEA, 1965, v.1, 5M-66/7.
5. Simmons J.E., Henkel R.L. - Phys. Rev., 1960, v.120, p.198.

6. Bahkani A., Roberts J., Loveland W., Huizenga J.R. - Phys. Rev., 1968, v.171, p.1267; Nucl. Phys., 1967, v.A96, p.617.
7. Воротников П.Е. - Ядерная физика, 1967, т.5, с.583.
8. Воротников П.Е. - Там же, 1968, т.7, с.1228.
9. Lynn J.E. - Nuclear Data for Reactors Proceedings Symposium, Paris 2. IAEA, 1967, p.89.
10. Андросенко Х.Д., Смиренкин Г.Н. - Письма в ЖЭТФ, 1968, т.8, с.181; Шпак Д.Л., Смиренкин Г.Н. - Там же, 1969, т.9, № 96.
11. Капица С.П., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н. и др. - Там же, 1968, т.9, с.128.
12. Ермагамбетов С.Б. и др. - Ядерная физика, 1968, т.8, с.704.
13. Андросенко Х.Д. и др. - Proceedings of the Symposium on Physics and Chemie of Fission. Vienna, SM-122/134, 1969.
14. Strutinaky V.M. - Nucl. Phys., 1968, v.A95, p.420.
15. Шпак Д.Л., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. - Ядерная физика, 1971, т.13, с.950.
16. Шпак Д.Л., Смиренкин Г.Н. - Там же, 1975, т.21, с.704.
17. Huizenga J.R., Bahkani A.N. - Physics and Chemistry of Fission Proceedings of the Symposium. Vienna, IAEA, 1969, SM-122/118.
18. Воротников П.Е. и др. - Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Ч.6. М., ЦНИИатоминформ, 1976, с.13-18.
19. Henkel R.L., Brolley - Phys. Rev., 1956, v.103, N 5, p.1292.
20. Emma V.E., Nigro S.Lo. - Nucl. Phys., 1965, v.63, p.641; Nigro S.Lo., Milone C. - Ibid., 1970, v.A151, p.182.
21. Lamphere R.W. - Phys. Nucl., 1962, v.38, p.564-589.
22. Meadows - Proceedings of the NEANAC/NEACRP Special. Meeting on Fast Neutron Fission Cross-Sections (June 28-30, 1976). ANL, 1976, p.73.

УДК 539.173.8

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, В.Ф.Митрофанов,
А.И.Сергачев

(ФЗИ)

KINETIC ENERGIES OF THE FAST NEUTRON FISSION FRAGMENTS. The measurements of fission fragment kinetic energy in $^{232}\text{Th}(n,f)$ - and $^{235}\text{U}(n,f)$ -reactions for neutron energies from barrier up to 5.5 MeV and $^{234}\text{U}(n,f)$ -reaction for neutron energies from 1.2 MeV up to 1.4 MeV were performed.

The nature of the fragment average kinetic energy (\bar{E}_k) local variations near the fission barrier is discussed. The systematics of E_k in dependence on Z and A of fission nuclei was built. The experimental data about fission fragment kinetic energies were used to consider dissipative properties of collective motion of nucleus to scission point.

Осколки как конечный продукт сложного коллективного движения ядра несут информацию о свойствах этого движения. В частности, кинетическая энергия осколков складывается из нескольких компонентов, характеризующих коллективные движения ядра на разных этапах процесса деления. По величине вклада этих компонентов можно судить, в какой степени энергия коллективных движений делящегося ядра диссипирует в энергию возбуждения.

К сожалению, в прямом опыте измерить отдельные компоненты не представляется возможным. Однако, используя модельные представления о зависимости их величин от энергии возбуждения, массового числа и заряда делящихся ядер, от способа разделения нуклонов между осколками, можно надеяться оценить величины отдельных компонентов. Например, существование локальных вариаций средних кинетических энергий осколков при делении вблизи барьера принято связывать с влиянием кол-

лективных переходных состояний, а изменения \bar{E}_k в широком диапазоне энергий возбуждения - с проявлением диссипации при спуске ядра с барьера.

В настоящей работе отмеченные выше проблемы обсуждаются на основе новых экспериментальных данных о делении ядер ^{232}Th и ^{236}U нейтронами с привлечением результатов измерений кинетической энергии осколков для других ядер. Метод кинетических энергий парных осколков подробно изложен в работе [1]; в отличие от данных этой работы измерения \bar{E}_k в реакции $^{234}\text{U}(n,f)$ проводились с использованием слоя ^{234}U , нанесенного на непрозрачную для осколков подложку. Для всех трех изотопов - ^{232}Th , ^{236}U , ^{234}U - значения \bar{E}_k измерялись относительно средней кинетической энергии осколков при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

На рис. 1 и 2 показаны зависимости кинетических энергий осколков от энергии нейтронов, вызывающих деления ядер изотопов ^{232}Th и урана. Вблизи барьера деления величины \bar{E}_k претерпевают небольшие изменения, близкие по порядку величины к энергиям коллективных переходных состояний. Тот факт, что эти изменения величины \bar{E}_k локализуются в той же области возбуждения, где происходят изменения угловых распределений осколков, стимулирует поиски общих причин, вызывающих эти изменения. В работах [2,5-7] в разных вариантах предполагалось величину изменения кинетической энергии осколков связать с энергией коллективных переходных состояний. Однако недостаток сведений о структуре переходных состояний для исследовавшихся делящихся ядер ^{233}Th и ^{237}U затруднял оценку справедливости этих концепций.

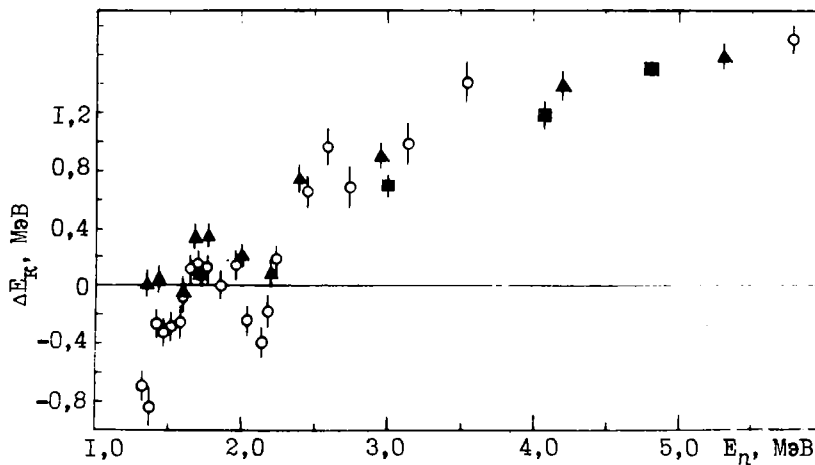


Рис. 1. Зависимость $\Delta\bar{E}_k = \bar{E}_k(E_n) - \bar{E}_k(E_n^0 = 1,9 \text{ МэВ})$ для ядер изотопов ^{232}Th (в качестве опорного принято значение $\bar{E}_k(E_n^0) = 162,79 \text{ МэВ}$).
Данные работ: ▲ - [2]; ■ - [3]; ○ - настоящей

Существуют и другие аргументы, требующие осторожности по отношению к модельным концепциям [2,5-7]. В частности, из них вытекает, что изменения средних кинетических энергий осколков по мере роста энергии нейтронов отражают изменения вклада в сечение деления различных коллективных состояний. Так как индивидуальным каналам деления соответствуют разные угловые распределения осколков, следует ожидать и угловой зависимости \bar{E}_k .

В работах [8-10] выполнены измерения средних кинетических энергий осколков, разлетающихся под углами 0 и 90° к направлению движения нейтронов, вызывающих деления ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U . Результаты измерений приведены в таблице.

Различия средних кинетических энергий осколков, превышающие ошибки измерений, не наблюдались. Возможно, в работах [8-10] неудачно выбрана энергия нейтронов, недостаточна точность измерений или деление протекает только по одному каналу, но по крайней мере необходимы дополнительные исследования зависимости \bar{E}_k от угла θ , чтобы роль переходных состояний в изменениях \bar{E}_k стала более ясной. Уменьшение кинетической энергии осколков при делении ядер ^{232}Th нейтронами с энергией 2,14 МэВ следует рассматривать, как переход к делению через низколежащий коллективный канал или как появление при этой энергии одночастичного состояния. По мере роста энергии возбуждения роль одночастичных переходных состояний должна возрастать, а добавка к средней кинетичес-

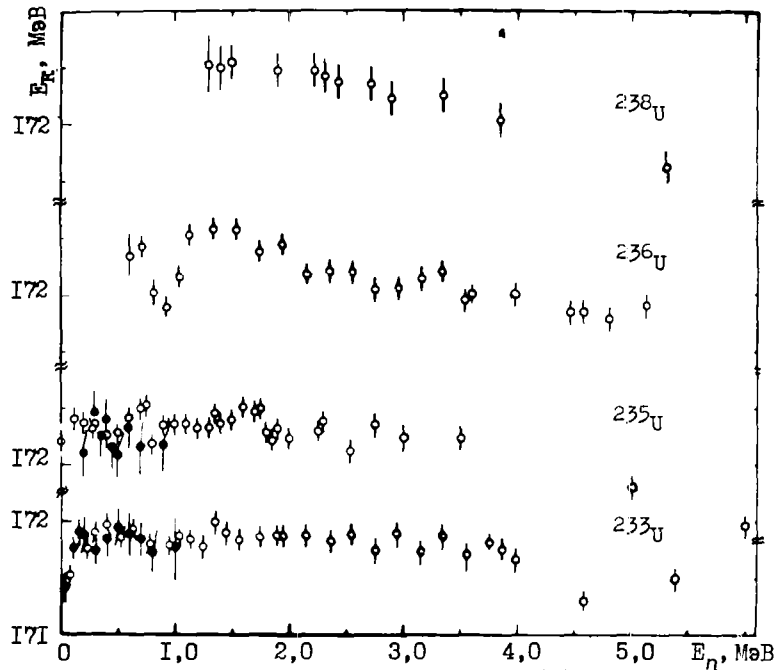


Рис.2. Зависимость средней кинетической энергии осколков от энергии нейтронов при делении ядер изотопов урана [4]. Данные для ^{236}U - результаты настоящей работы

кой энергии осколков, обусловленная делением через коллективные состояния, должна уменьшаться. В случае деления ядер ^{232}Th нейтронами рост кинетической энергии осколков продолжается по крайней мере до $E_n = 5,6$ МэВ.

Предположение о сохранении энергии коллективных движений, установившихся в седловой точке, вплоть до момента разрыва ядра может не выполняться, поскольку при движении ядра от седловой точки к точке разрыва меняются как деформация ядра, так и его структурные свойства и энергия коллективных движений может диссипировать в тепло.

Другая составляющая кинетической энергии осколков деления, которая обусловлена спуском ядра с седловой точки - трансляционная кинетическая энергия - также зависит от диссипативных свойств ядерной системы при спуске с барьера. При малой энергии возбуждения делящихся ядер энергия коллективного движения в точке разрыва не диссипирует в энергию возбуждения, так как расстояния между одночастичными уровнями велики. По мере увеличения энергии возбуждения диссипация будет расти, а предразрывная кинетическая энергия - уменьшаться. Такое явление наблюдается при делении изотопов плутония (рис.3).

В меньшей степени это проявляется для изотопов урана и несправедливо при делении ядер ^{232}Th нейтронами. Однако при делении плутония в рассматриваемой области энергий нейтронов наблюдается отчетливая зависимость изменений кинетической энергии парных осколков от массы тяжелого осколка [1], причем для наиболее симметричных способов деления с ростом энергии возбуждения происходит увеличение \bar{E}_k , что трудно объяснить с точки зрения диссипации.

Угловая зависимость средней кинетической энергии осколков

Ядро-мишень	E_n , МэВ	\bar{E}_k , МэВ		Литература
		0°	90°	
^{232}Th	1,55	$160,6 \pm 0,15$	$160,6 \pm 0,15$	[10]
	1,70	$161,0 \pm 0,2$	$161,2 \pm 0,2$	[10]
	3,0	$161,45 \pm 0,1$	$161,55 \pm 0,1$	[10]
^{235}U	0,12	$170,0 \pm 0,4$	$170,5 \pm 0,4$	[8]
	0,5	$169,9 \pm 0,4$	$170,3 \pm 0,4$	[8]
	3,0	$170,08 \pm 0,10$	$170,16 \pm 0,10$	[9]
^{238}U	1,5	$170,2 \pm 1,0$	$170,8 \pm 1,0$	[8]
	1,6	$170,47 \pm 0,15$	$170,64 \pm 0,15$	[9]

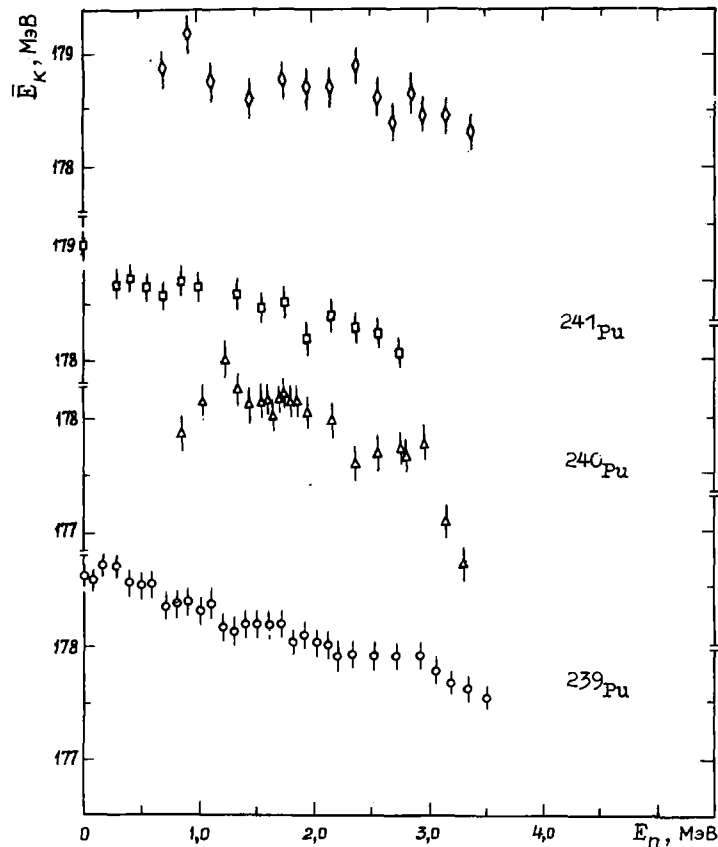


Рис.3. Зависимость средней кинетической энергии осколков от энергии нейтронов при делении ядер изотопов плутония [4]

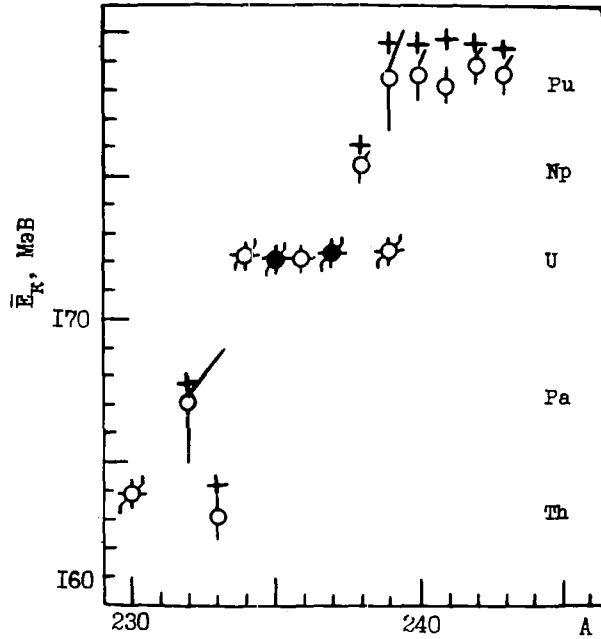
В настоящей работе был выполнен анализ зависимостей средних кинетических энергий осколков от порядкового номера Z и массового числа A делящихся ядер. Относительная точность измерений \bar{E}_k при делении нейтронами ядер тория и плутония составляет около 0,5 МэВ [4], что позволяет достаточно жестко судить о степени соответствия модельных представлений экспериментальным данным. Спонтанное деление ядер не включено в рассмотрение, так как разница средних кинетических энергий при спонтанном и вынужденном делениях одного и того же ядра может достигать 2-3 МэВ [3], а физическая причина такого различия не ясна. Чтобы избежать неопределенностей, связанных с влиянием энергии возбуждения делящихся ядер на кинетические энергии осколков, значения \bar{E}_k выбирались для таких энергий нейтронов, при которых энергия возбуждения достаточно удалена от барьера деления, но не достигла области, где начинается систематическое уменьшение \bar{E}_k . Наиболее простая модель предполагает, что подавляющая часть кинетической энергии осколков обусловлена их взаимным кулоновским отталкиванием. Если принять, что заряд ядра делится между осколками пропорционально их массам, то можно использовать следующее соотношение:

$$\bar{E}_k = C \frac{Z^2 \bar{M}_H (A - M_H)}{A^2 A^{1/3}},$$

где \bar{M}_H - среднее массовое число тяжелого осколка; C включает форм-фактор и постоянные коэффициенты. Для определения величины C было принято, что при делении ^{235}U тепловыми нейтронами $E_k = 172,2$ МэВ.

На рис.4 сравниваются расчетные и экспериментальные значения \bar{E}_k . Расчетная зависимость \bar{E}_k от числа A и номера Z хорошо совпадает с экспериментальной. В использованную модель фактически заложено предположение о сильном демпинге при спуске с барьера. Однако хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов вряд ли может быть использовано для обоснования такого прин-

Рис.4. Систематика средних кинетических энергий в зависимости от чисел Z и A делящегося ядра: + - расчет; o - эксперимент (настоящая работа); остальные значения - данные работы [4]



ципиального вывода, так как экспериментальный материал характеризует слишком узкую область ядер, для которых изменения чисел Z и A не превышают 5%.

Возможность включения в анализ вынужденного деления более тяжелых ядер ограничивается отсутствием систематических экспериментальных данных и необходимостью применения более строгих моделей, учитывающих, в частности, изменения форм-фактора C.

В заключение следует отметить, что проблема движения ядра к точке разрыва требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Для ее решения полезно изучение дифференциальных характеристик кинетических энергий осколков деления и распространение исследований на более широкую область ядер.

Список литературы

1. Анимов Н.И. и др. - Ядерная физика, 1972, т.16, с.475.
2. Caruana J. e.a. - Nucl. Phys., 1977, v.A285, p.217.
3. Holmbarach W. e.a. - Nucl. Phys., 1971, v.A171, p.631.
4. Vorob'eva V.G. e.a. - Average Kinetic Energies of Fission Fragments. INDC-128/G+Sp. Vienna, IAEA, 1979.
5. Андреев В.Н. - Тезисы докладов на конференции по физике деления ядер. М., Изд-во АН СССР, 1961.
6. Blumkina Yu. e.a. - Nucl. Phys., 1964, v.52, p.648.
7. Струтинский В.М. и др. - Phys. and Chem. Fission. Vienna, 1965, v.1, p.127.
8. Meadows J.W. - Phys. Rev., 1969, v.177, p.1817.
9. Воробьева В.Г. и др. - Ядерная физика, 1969, т.10, с.491.
10. Воробьева В.Г. и др. - Там же, 1977, т.26, с.962.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОТДЕЛЯЮЩИХСЯ ЯДЕР

В.А.Ш и г и н

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

THE KINETIC ENERGY OF FISSION PRODUCT NUCLEI. The kinetic energy of products in fission and deep-inelastic collision of nuclei is considered to be governed by decaying system configuration at the outer barrier, but not at scission point. At the barrier the system is considered to consist of two interacting nuclei. Their deformations do not change during the descending down the barrier.

Рассматриваются последние стадии распада ядерной системы, возникшей при делении или глубоко-конеупругом столкновении ядер, на два ядра-осколка. Обсуждается подход, согласно которому кинетическая энергия T разлетающихся ядер и их энергии возбуждения F (на ∞) определяются конфигурацией системы в момент прохождения ею внешнего барьера, предшествующего отделению ядер (будем называть его просто барьером). На барьере система рассматривается состоящей из двух взаимодействующих деформированных ядер. Спуск с барьера (здесь и далее имеется в виду до момента отрыва ядер) быстрый и проходит в основном без изменения форм ядер. Энергия взаимодействия ядер на барьере: кулоновского C^B и ядерного N^B переходит в T : $(C^B - N^B) \approx T$, а энергия деформации ядер D^B переходит в F : $D^B \approx F$. Считается, что ядра имеют размытый край. Энергия возбуждения ядер на барьере для простоты принята равной нулю.

Для обоснования подхода проанализируем условия на барьере и на спуске с него. Выясним, можно ли представить систему на барьере как два взаимодействующих ядра? Представление системы в виде двух взаимодействующих ядер широко и с успехом используется при описании глубококонеупругих столкновений. Значит, длительное взаимодействие ядер (на барьере и при их более тесном сближении), достаточное для установления статистического теплового равновесия по всем степеням свободы системы, не нарушает нуклонной структуры каждого из ядер (см. работу [1]), и сама система по существу является ядерной молекулой (обычно возбужденной и вращающейся). Статистический характер и сходство распределения продуктов деления и глубококонеупругого столкновения [1] указывают на сходство последних стадий обеих реакций и дают основание использовать при их описании одинаковые представления.

Соответствующий подход проявлен в молекулярной модели деления и столкновения ядер, рассмотренной в работах [2,3], и в расчетах с использованием двухцентрового потенциала [4], являвшегося по существу одним из математических описаний молекулы. Приемлемость представления следует также из высокой обособленности ядер на барьере. Так, согласно молекулярной модели при делении ^{240}Pu на барьере в соседнем ядре-осколке оказывается всего 0,002 части другого ядра. На спуске эта доля быстро уменьшается. Оценка сделана для конфигурации делящегося ядра, близкой той, которая получается в капельных расчетах [2]. Изложенное дает основание представить потенциальную энергию системы на барьере в виде $P^B(d, a_1) = C^B(d, a_1) + D^B(a_1) - N^B(d, a_1)$, где d - расстояние между центрами ядер и a_1 - набор параметров, определяющих форму каждого из ядер.

Убедимся, что на спуске с барьера не происходит существенного перераспределения между энергиями, переходящими в F и T , так что $F \approx D^B$; $T \approx C^B - N^B$, а сам спуск является быстрым невязким процессом и не сопровождается существенным изменением формы ядер.

Кулоновское возбуждение отдельных нуклонов или коллективных степеней свободы на спуске $C^B F$, приводящее к передаче энергии от C^B к F , мало: $C^B F \ll D^B$, поскольку спуск благодаря ядерному взаимодействию оказывается плавным и сопровождается небольшим для кулоновского возбуждения ускорением ядер (на пути спуска около $1,5 \text{ ф.к.}$ приобретает энергию всего $\sim 0,1 \text{ МэВ}$ на нуклон).

Переход ядерного взаимодействия N^B в F не возможен энергетически: уменьшение N^B на спуске делает N^B потребителем, а не источником энергии.

В результате на спуске отсутствует возбуждение нуклонов, вызываемое уменьшением энергии взаимодействия между ядрами, и энергия взаимодействия переходит в кинетическую энергию ядер. Поэтому спуск оказывается невязким быстрым процессом.

$$^x \text{ Ферми} = \text{фемтометр (фм)} = 10^{-15} \text{ м.}$$

При быстром спуске мал перекод $D^B T$ энергии деформации D в T , возможный путем перекод D^B в N^B (за счет уменьшения деформации ядер, сопровождающегося уменьшением N^B) и затем в T . Для перекод D^B в N^B необходимо перевести все нуклоны в потенциале новой формы на низшие состояния и сосредоточить δD^B — часть освобождающейся энергии ΔD^B в N^B — в одной определенной степени свободы системы. Наиболее затруднителен, видимо, второй процесс. Его время $\tau_{ож}$ можно оценить по формуле работы [2]. Для передачи энергии $\delta D^B = \delta N > 1$ МэВ оно оказывается $\tau_{ож} \approx 2 \cdot 10^{-21}$ с (в типичных условиях при малых возбуждениях) и превышает время спуска τ_c : $\tau_{ож} \gg \tau_c$, что делает весь перекод $D^B T$ и изменение формы ядер на спуске маловероятными. Например, при делении ^{240}Pu $\tau_c \approx 3 \cdot 10^{-22}$ с, если считать, что спуск начинается с $T = 1$ МэВ. Таким образом, условие $\tau_{ож} \gg \tau_c$ выполняется. Начальная часть спуска с $T < 1$ МэВ может занимать время, сравнимое с τ_c . Однако в этой стадии (при малых d и большом ядерном взаимодействии) увеличивается также δN , сопровождающее данное изменение деформации ΔD^B , что увеличивает $\tau_{ож}$ и препятствует деформации ядер.

В изложенном подходе естественно считается, что массовое распределение ядер-осколков формируется также до спуска.

В подходе исключаются трудности, характерные для подходов, в которых кинетическая энергия определяется моментом отрыва ядер. Назовем некоторые из них:

- неопределенность момента, задающего распределения по кинетическим энергиям и массам. В моделях с резким краем ядра она вызывается скачком непрерывности в точке отрыва ядер, а в моделях двухцентрового потенциала с размытым краем — неопределенностью в положении самой точки отрыва (отсутствием особых точек) на плавном спуске с барьера [5];

- трудности с установлением на спуске статистического равновесия при крайней обособленности ядер (доля соседнего ядра в каждом из ядер $\sim 0,001$) и малом времени спуска $\sim 3 \cdot 10^{-22}$ с, которое следует для глубоконеупругого столкновения из малого времени всей реакции ($3 \cdot 10^{-22} - 3 \cdot 10^{-21}$ с) [6] и распространяется на деление, судя по сходству продуктов обеих реакций;

- количественные трудности. Включение диссипации энергии на спуске уменьшает деформацию ядер в момент отрыва, поскольку присутствие диссипированной энергии в ядрах не отражается на их форме, но уменьшает долю их энергии возбуждения F , идущую на деформацию. Для согласования уменьшенной деформации с экспериментальными значениями T приходится завышать либо размер ядер ($r_0 \geq 1,2$ ф), либо расстояние между центрами ядер [5].

Рассмотрим, как согласуются с нашим подходом некоторые принципиальные результаты эксперимента. Проявление статистических закономерностей в свойствах продуктов является следствием статистических условий, возникающих на ранней стадии реакций, в которой возможен интенсивный обмен между ядрами энергией и нуклонами [2], и сохранения установившихся распределений продуктов на быстром спуске, где такой обмен затруднителен. Большая дисперсия кинетических энергий T ядер данной массы, "дефицит" T при симметричном делении [7] и скачки в T осколков при повышении энергии возбуждения [8] возникают как результат усиления при прохождении барьера небольших различий в свойствах систем: в их квантовых состояниях, в положении оболочечных поправок, приходящихся у ядер с разным нуклонным составом на разную деформацию и т.д. Усиление появляется из-за того, что барьер представляет собой обширное плато (в координатах d , a_1) потенциальной энергии, небольшие колебания поверхности которого, вызываемые изменением состояния или оболочечными поправками, достаточны для смещения седловой точки в область существенно других деформаций ядер (a_1^B) и соответственно кинетических энергий. Близость кинетических энергий при вынужденном и спонтанном делениях $T_B \approx T_{сп}$ [7] вызвана тем, что при спонтанном делении реализуется более крутой спуск, поскольку вероятность спонтанного деления существенно больше для тонкого барьера. На таком спуске деформация ядер (и D) уменьшается по мере спуска, поэтому $F_{сп} < F_B \approx D^B$, а кинетическая энергия при спуске с вершины барьера $T_{сп}^B$ больше, чем T_B . Однако при спонтанном делении спуск начинается ниже, в точке выхода системы из-под барьера. Это уменьшает $T_{сп}$, сближая ее с T_B . Заметим, что для более жестких осколков ($T_B - T_{сп}$) должна быть больше, чем для мягких осколков, так как спуски в обоих видах деления при большей жесткости различаются меньше. Видимо, это наблюдается в работе [7].

Таким образом, изложенный подход достаточно обоснован, имеет ряд преимуществ и, по меньшей мере, качественно описывает поведение кинетической энергии отделяющихся ядер.

Список литературы

1. Peter J., Tamain B. - Phys. and Chem. of Fission, Jülich, 1979, Vienna, 1980, v.1, p.587.
2. Шигин В.А. - ЯФ, 1978, т.27, с.67.
3. Шигин В.А. - ЯФ, 1971, т.14, с.695; ЯФ, 1966, т.3, с.756.
4. Maruhn J., Greiner W. e.a. - Phys. and Chem. of Fission, Rochester, 1973, Vienna, 1974, v.1, p.569.
5. Schultheis H., Schultheis R. - Phys. Rev., 1978, v. C18, p.1317.
6. Huizenga J.R. - Nucleonika, 1975, v.20, N 4, p.291.
7. Unik J.P. e.a. - Phys. and Chem. of Fission, Rochester, 1973, Vienna, 1974, v.2, p.19.
8. Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д. и др. - ЯФ, 1977, т.26, p.691.

УДК 539.173.84

ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{237}Np НЕЙТРОНАМИ

В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов, В.В.Малиновский,
Н.Н.Семенова

(ФЭИ)

MEASUREMENTS OF ENERGY DEPENDENCE OF $\bar{\nu}_p$ FOR NEUTRON-INDUCED FISSION OF ^{237}Np . The energy dependence of $\bar{\nu}_p$ for neutron-induced fission of ^{237}Np have been measured in energy range 1-6 MeV. Corrections and their errors introduced in the total uncertainty of $\bar{\nu}_p$ measurements were analysed. Estimated accuracy of relative measurements were about 1,5%. Correlation between energy dependences of \bar{E}_k and $\bar{\nu}_p$ was considered.

Измерения среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{237}Np нейтронами в энергетическом диапазоне 1-6 МэВ проводили относительно величины $\bar{\nu}_p = 3,733 [1]$ при спонтанном делении ^{252}Cf . Ионизационные камеры со слоями ^{237}Np и ^{252}Cf размещали внутри детектора вторичных нейтронов на пути скользящего пучка моноэнергетических нейтронов, вызывающих деления ядер. Детектор нейтронов представлял сборку из 16 счетчиков, наполненных ^3He и расположенных в полиэтиленовом цилиндрическом блоке. Для уменьшения наложения импульсов от α -частиц камера со слоями ^{237}Np была разбита на шесть секций. Электронная система, основанная на анализаторе импульсов LP-4840, позволяла проводить параллельные измерения чисел нейтронов деления для ^{237}Np и ^{252}Cf и измерения соответствующих фонов.

В результате эксперимента вносили поправки (табл.1), которые учитывали следующие эффекты:

- различие энергетических спектров нейтронов деления для ^{237}Np и ^{252}Cf (δ_1);
- зависимость эффективности регистрации нейтронов деления от положения источника на оси детектора (δ_2);
- различие диаметров слоев ^{237}Np и ^{252}Cf (δ_3);
- просчеты благодаря совпадению в пределах "мертвого" времени двух импульсов от нейтронов деления (δ_4) и импульса от нейтрона деления с фоновым импульсом (δ_5);
- эффективность регистрации осколков деления (δ_6);
- различие толщин слоев ^{237}Np и ^{252}Cf (δ_7);
- счет в канале осколков деления наложений импульсов от α -частиц (δ_8);
- различие угловых распределений осколков при делении ядер ^{237}Np нейтронами с разной энергией (δ_9);
- примесь низкоэнергетичных нейтронов при использовании (d,d)-реакции (δ_{10}).

Статистическая ошибка измерений составляла около 0,4%. Результаты измерений и суммарные ошибки приведены в табл.2.

Таблица I

Величины поправок и их вклад в суммарную ошибку измерения $\bar{\nu}_p$

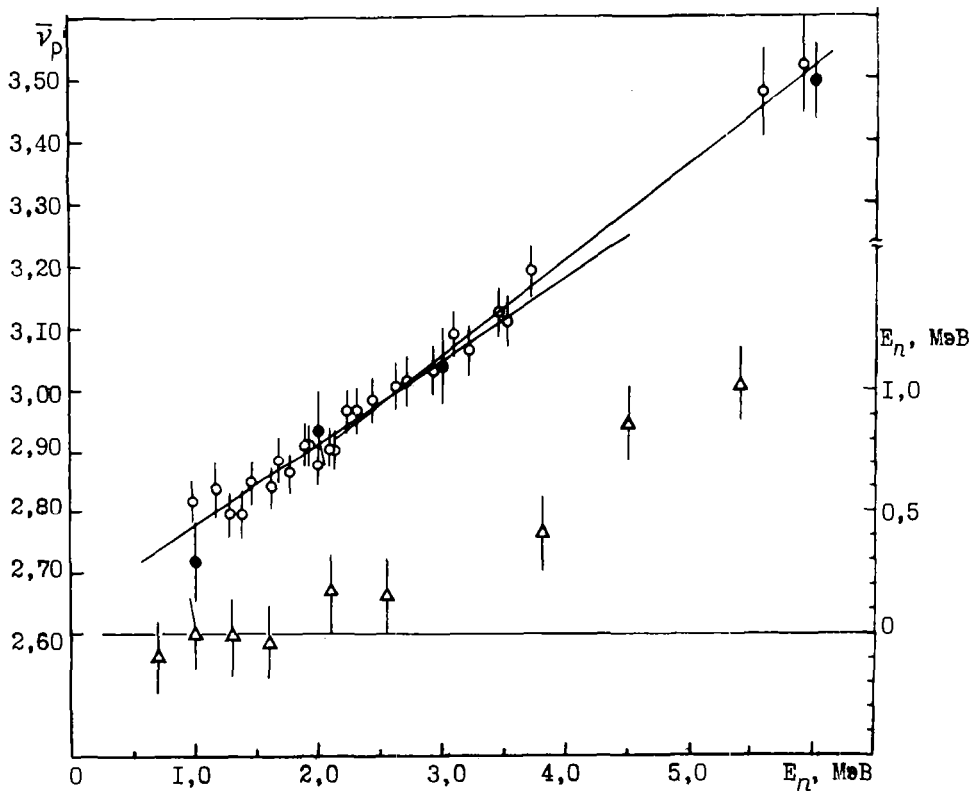
Поправка, %	Погрешность
$\delta_1 = -(0,7-1,3)$	$\pm 0,3$
$\delta_2 = +4,4$	$\pm 0,3$
$\delta_3 = -0,3$	$\pm 0,2$
$\delta_4 = -(1,0-1,5)$	$\pm 0,3$
$\delta_5 = +(0,1-0,4)$	$\pm 0,05$
$\delta_6 = +4,7$	$\pm 0,9$
$\delta_7 = +0,1$	$\pm 0,3$
$\delta_8 = +(0,2-0,9)$	$\pm 0,3$
$\delta_9 = < 0,1$	$\pm 0,1$
$\delta_{10} = +1,0$	$\pm 0,1$

Таблица 2

Результаты измерения энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$

E_n , МэВ	$\pm \Delta E_n$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\pm \Delta \bar{\nu}_p$	E_n , МэВ	$\pm \Delta E_n$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\pm \Delta \bar{\nu}_p$
0,98	0,04	2,816	0,034	2,23	0,03	2,966	0,034
1,17	0,04	2,836	0,047	2,31	0,03	2,966	0,038
1,28	0,04	2,795	0,035	2,43	0,03	2,983	0,036
1,38	0,04	2,793	0,039	2,62	0,04	3,004	0,037
1,46	0,04	2,846	0,036	2,71	0,03	3,013	0,039
1,62	0,04	2,838	0,035	2,92	0,03	3,029	0,039
1,68	0,04	2,904	0,040	3,09	0,03	3,088	0,037
1,77	0,04	2,863	0,034	3,21	0,03	3,063	0,039
1,89	0,04	2,909	0,037	3,45	0,03	3,134	0,040
1,92	0,04	2,908	0,035	3,52	0,03	3,108	0,042
2,00	0,04	2,875	0,034	3,71	0,02	3,190	0,042
2,09	0,04	2,902	0,036	5,58	0,08	3,471	0,071
2,13	0,04	2,900	0,033	5,90	0,08	3,520	0,079

На рисунке сравниваются результаты измерения числа $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{237}Fr , полученные в настоящей работе и работе [2]. Разница в результатах не выходит за пределы ошибок измерений. Лишь при энергии нейтронов $E_n = 1$ МэВ результаты этих работ не согласуются. В первом приближении энергетическая зависимость числа $\bar{\nu}_p$ в обсуждаемом интервале энергий нейтронов 1-6 МэВ может



Зависимость среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ от энергии нейтронов, вызывающих деления ядер ^{237}Fr (● - [2]; ○ - настоящая работа), и Δ - измерения средней кинетической энергии осколков $\Delta E_k = E_k(1 \text{ МэВ}) - E_k(E_n) / 3$

быть описана линейной функцией $\bar{\nu}_p(E_n) = (2,620 \pm 0,012) + (0,146 \pm 0,005)E_n$. Однако результаты измерения кинетической энергии осколков при делении ядер ^{237}Np нейтронами [3] показывают, что при энергиях нейтронов выше 3 МэВ вступает в действие некоторый физический механизм, который уменьшает кинетическую энергию. В связи с этим изменение энергии нейтронов, вызывающих деление ядер, не может служить полной мерой изменения энергии возбуждения осколков.

Скорости роста величин $\bar{\nu}_p$ и \bar{E}_k

Таблица 3

$E_n, \text{МэВ}$	$d\bar{\nu}/dE_n, \text{МэВ}^{-1}$	$d\bar{E}_k/dE_n$	$d\bar{\nu}/dE_n^*, \text{МэВ}^{-1}$
1-3	$0,134 \pm 0,010$	0	$0,134 \pm 0,010$
3-6	$0,154 \pm 0,009$	$-0,32 \pm 0,07$	$0,117 \pm 0,015$

Уменьшение кинетической энергии осколков должно привести к увеличению скорости роста $\bar{\nu}_p$. Для выявления этого эффекта был проведен отдельный анализ энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$ и \bar{E}_k для областей энергий нейтронов ниже и выше 3 МэВ. Результаты анализа представлены в табл.3. Скорости роста $\bar{\nu}_p$ в зависимости от энергии возбуж-

дения E^* совпадают в пределах ошибок в обоих рассматриваемых интервалах энергий нейтронов. Этот результат свидетельствует в пользу предположения, что изменения кинетической энергии осколков не являются результатом изменения распределения заряда между осколками или других эффектов, которые ведут к изменению энергии деления, а представляют результат изменения распределения энергии деления между энергией возбуждения осколков и их кинетической энергией.

Список литературы

1. Neutron Standard Reference Data. Vienna, IAEA, 1974, p.360.
2. Veesser L.R. - Phys. Rev., 1978, v.C17, p.385.
3. Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И., Смиреникина Л.Д. - Ядерная физика, 1970, т.II, с.297.

УДК 539.173.84

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{238}U НЕЙТРОНАМИ

В.Г.Ворообьева, Б.Д.Кузьминов, В.В.Малиновский,
В.М.Пиксайкин, Н.Н.Семенова

(ФЭИ)

В.С.Вальякин, С.М.Соловьев

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

THE ENERGY DEPENDENCE ANALYSIS OF $\bar{\nu}_p$ FOR NEUTRON INDUCED FISSION OF ^{238}U . The energy dependence of $\bar{\nu}_p$ for neutron-induced fission of ^{238}U have been measured in energy range 1.3-6 MeV. The estimated accuracy of relative measurements was 1%. The fragment kinetic energies data for neutron-induced fission of ^{238}U were used for analysis of energy dependence of $\bar{\nu}_p$.

Измерения среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{238}U нейтронами проводились относительно $\bar{\nu}_p = 3,733$ при спонтанном делении ядер ^{252}Cf [1]. Подробное описание метода измерений дано в других работах. Отметим лишь некоторые особенности, касающиеся измерений для ^{238}U . Ионизационная камера, содержащая слой ^{238}U с суммарной массой 0,76 г, состояла из шести секций. В работе использовали ^{238}U с обогащением 99,999%. Толщина слоев составляла около $1 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$. Эффективность регистрации осколков деления устанавливали на уровне 90%. Ее дальней-

шее увеличение ограничивалось появлением счета α -частиц в канале регистрации осколков деления. Моноэнергетические нейтроны получали в реакциях T(p,n) и D(d,n). Для учета примеси фоновых нейтронов, возникающих при взаимодействии нейтронов с материалом подложки мишени и набитыми дейтронами, были проведены измерения с холостой мишенью без адсорбированного слоя дейтерия. Число делений ядер ^{238}U , вызываемых фоновыми нейтронами, не превышало 10% при работе на свежей мишени в течение 12 ч.

Поправки (табл. I) учитывали следующие эффекты: δ_1 - различие энергетических спектров нейтронов деления; δ_2 - зависимость эффективности регистрации нейтронов от положения на оси детектора; δ_3 - различие диаметров слоев ^{238}U и ^{252}Cf ; δ_4 - просчеты из-за совпадения в пределах "мертвого" времени импульсов от нейтронов деления; δ_5 - просчеты из-за совпадения в пределах "мертвого" времени импульса от нейтрона деления и фонового импульса; δ_6 - дискриминацию в канале осколков деления; δ_7 - различие толщин слоев ^{238}U и ^{252}Cf ; δ_8 - спонтанные деления ^{238}U и счет наложенных импульсов от α -частиц; δ_9 - угловую анизотропию осколков деления; δ_{10} - примесь фоновых нейтронов при использовании реакции (d,d).

Таблица I
Поправки и их вклады в суммарную ошибку определения $\bar{\nu}_p$

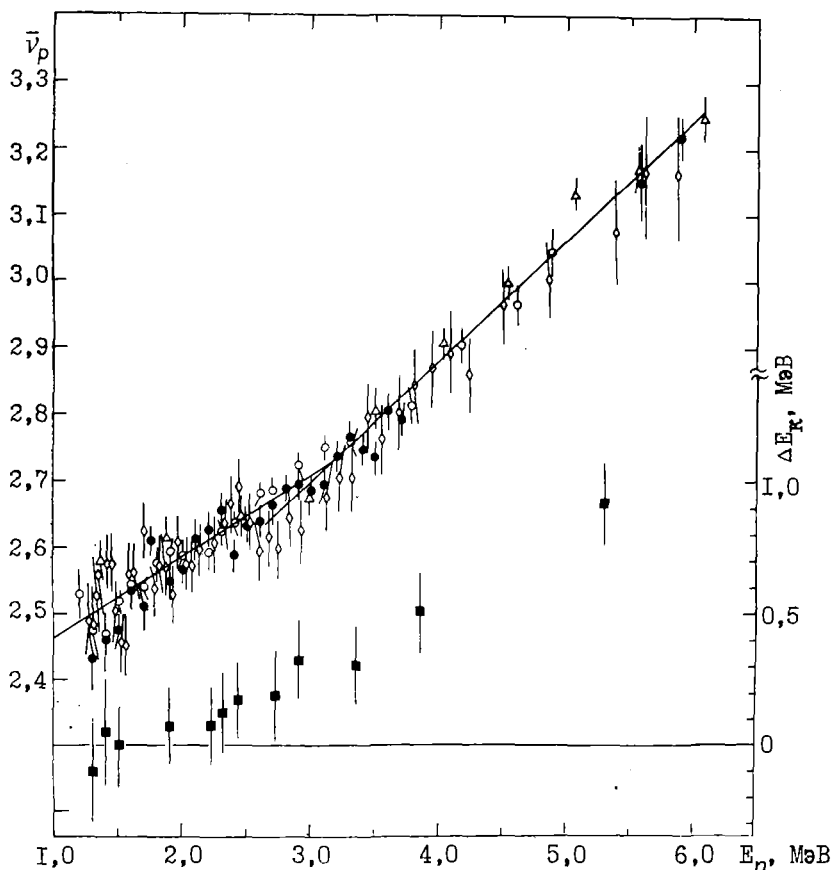
Поправка, %	Погрешность	Поправка, %	Погрешность
$\delta_1 = -(0,6-1,9)$	$\pm 0,4$	$\delta_6 = +0,2$	$\pm 0,1$
$\delta_2 = +4,6$	$\pm 0,3$	$\delta_7 = +0,1$	$\pm 0,3$
$\delta_3 = -0,3$	$\pm 0,2$	$\delta_8 = +(0,2-0,5)$	$\pm 0,2$
$\delta_4 = +(0,9-1,8)$	$\pm 0,2$	$\delta_9 = 0,1$	$\pm 0,1$
$\delta_5 = +0,1$	$\pm 0,1$	$\delta_{10} = +(1,0-1,2)$	$\pm 0,1$

Статистическая ошибка измерений составляла около 0,5%. Результаты измерений представлены в табл. 2.

Таблица 2
Результаты измерения энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$

E_n , МэВ	$\pm \Delta E_n$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\pm \Delta \bar{\nu}_p$	E_n , МэВ	$\pm \Delta E_n$, МэВ	$\bar{\nu}_p$	$\pm \Delta \bar{\nu}_p$
1,30	0,05	2,431	0,048	2,60	0,03	2,638	0,025
1,40	0,05	2,458	0,045	2,70	0,03	2,661	0,028
1,50	0,04	2,473	0,027	2,80	0,03	2,687	0,020
1,60	0,04	2,533	0,026	2,90	0,04	2,693	0,023
1,70	0,04	2,510	0,035	3,00	0,04	2,683	0,023
1,75	0,06	2,610	0,023	3,10	0,04	2,693	0,028
1,80	0,04	2,537	0,026	3,20	0,04	2,735	0,023
1,90	0,04	2,547	0,025	3,30	0,04	2,765	0,023
2,00	0,04	2,565	0,022	3,40	0,03	2,745	0,026
2,10	0,04	2,613	0,031	3,50	0,03	2,735	0,023
2,20	0,03	2,625	0,025	3,60	0,03	2,803	0,029
2,30	0,03	2,655	0,022	3,70	0,03	2,790	0,026
2,40	0,03	2,587	0,022	5,58	0,08	3,151	0,058
2,50	0,03	2,632	0,022	5,89	0,07	3,219	0,031

Детальные измерения энергетической зависимости числа $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{238}U нейтронами в области энергий 1,2-6 МэВ были выполнены ранее в работах [2-4]. На рисунке сравниваются результаты этих работ и данной работы. Наблюдается удовлетворительное согласие результатов измерений четырех групп исследователей, пользовавшихся независимыми методиками. Кроме результатов измерения числа $\bar{\nu}_p$ на рисунке приведены также результаты измерения средней кинетической энергии осколков



Результаты измерения среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{238}U нейтронами (Δ - [2]; \diamond - [3]; \circ - [4]; \bullet - настоящая работа) и \blacksquare - изменения кинетической энергии осколков ΔE_k при делении ядер ^{238}U нейтронами [5]

ков при делении ядер ^{238}U нейтронами [5]. При энергиях нейтронов, превышающих 2,7 МэВ, происходит уменьшение кинетической энергии осколков деления по мере роста E_n . Для выяснения влияния этого эффекта на величины $\bar{\nu}_p$ была проанализирована скорость роста числа $\bar{\nu}_p$ в интервалах энергий нейтронов 1,0-2,7 и 2,7-6,0 МэВ. Значения, полученные методом наименьших квадратов из всей совокупности данных по $\bar{\nu}_p$ и из данных только настоящей работы, приведены в табл.3.

Скорости роста величин $\bar{\nu}_p$ и \bar{E}_k

Таблица 3

E_n , МэВ	$d\bar{\nu}_p/dE_n$, МэВ ⁻¹	dE_k/dE_n	$d\bar{\nu}_p/dE^*$, МэВ ⁻¹	Примечание
1,0-2,7	$0,121 \pm 0,009$	0	$0,121 \pm 0,009$	По совокупным данным
	$0,131 \pm 0,017$	0	$0,131 \pm 0,017$	Настоящая работа
2,7-6,0	$0,182 \pm 0,005$	$0,30 \pm 0,07$	$0,140 \pm 0,011$	По совокупным данным
	$0,174 \pm 0,010$	$0,30 \pm 0,07$	$0,134 \pm 0,015$	Настоящая работа

Если предположить, что изменения величины \bar{E}_k не связаны с изменением энергии деления, то уменьшение этой величины должно привести к соответствующему увеличению энергии возбуждения осколков деления E^* . Как из результатов настоящей работы, так и из совокупности результатов,

представленных на рисунке, следует, что различие скоростей роста $d\bar{v}_p/dE^*$ в энергетических интервалах нейтронов 1,0–2,7 и 2,7–6,0 МэВ не выходит за пределы ошибок измерений. Благодаря этому обстоятельству уменьшение кинетической энергии осколков и увеличение скорости роста dv_p/dE_n в области энергий нейтронов 2,7–6,0 МэВ можно рассматривать как результат перераспределения энергии деления между кинетической энергией осколков и их энергией возбуждения. На наш взгляд, тщательные измерения кинетической энергии осколков при делении ядер ^{238}U нейтронами с энергией выше 3 МэВ позволят повысить достоверность результатов такого анализа.

Список литературы

1. Neutron Standard Reference Data. Vienna, IAEA, 1974, p.360.
2. Soleilhas M., Fréhaud J., Gaurian J. - J.Nucl. Energy, 1969, v.23, p.257.
3. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Парамонова И.Н., Чиркин В.А. - Атомн. энергия, 1972, т.32, с.408.
4. Нурпейсов Б., Володин К.Е., Нестеров В.Г. и др. - Там же, 1975, т.39, вып.3, с.199.
5. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И., Тараско М.З. - Ядерная физика, 1969, т.9, с.296.

УДК 539.173.7

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

Ю.А.Васильев, Л.В.Сидоров, Н.К.Васильева, Ю.А.Барашков,
О.А.Голованов, Н.Н.Залялов, Н.В.Копалкин, Н.И.Немудров,
В.М.Сурин, Ю.Ф.Хачатуров, Н.М.Чулков

ENERGY AND ANGULAR DISTRIBUTION OF NEUTRONS OF ^{252}Cf SPONTANEOUS FISSION. The energy spectra and angular distributions of neutrons from the spontaneous fission of ^{252}Cf emitted by pairs of fragments of different degrees of asymmetry and different kinetic energies have been measured and analyzed for consistency with the hypothesis of isotropic emission from fully accelerated fragments.

Изучение энергетических и угловых распределений нейтронов деления представляет интерес в связи с тем, что нейтроны, по-видимому, частично испускаются на ранних стадиях деления, до полного ускорения осколков под действием кулоновских сил. Исследование характеристик таких нейтронов, возможно, позволит получить информацию о состоянии ядер в интервале времени, близком к моменту разделения делящегося ядра на осколки. Со времени опубликования первых детальных работ [1, 2] в начале 60-х годов проведен ряд теоретических и экспериментальных (например, работы [3, 4]) исследований, однако прогресс в понимании природы "разделительных" нейтронов сдерживается трудностями постановки многопараметровых экспериментов и низкой эффективностью применяемых спектрометров нейтронов.

В нашей работе [4] были сообщены некоторые результаты первой серии измерений энергетических и угловых распределений нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf , проведенной на спектрометре с высокой эффективностью регистрации нейтронов: 4π-спектрометре нейтронов по времени пролета [5]. Позднее была проведена вторая, методически более совершенная серия измерений. Во второй серии использовался более интенсивный слой ^{252}Cf (25000 спонтанных делений в секунду). В два-три раза было улучшено угловое разрешение путем объединения секций шестигранных счетчиков, расположенных под одинаковыми углами к направлению движения осколков, в новые поясные счетчики. Калибровка счетчиков нейтронов на среднем спектре нейтронов ^{252}Cf проводилась в нескольких положениях оси детектора осколков относительно счетчиков нейтронов. Фон рассеянных нейтронов в измерениях спектров и при калибровке определялся не расчетным путем, как в первой серии, а экспериментально, с помощью четырех дополнительных спинтилляционных счетчиков с конусами-рассеивателями; счетчики были установлены под углами 60, 80, 100 и 120° к направлению разлета осколков.

Во второй серии измерений спектров было зарегистрировано около $1,5 \cdot 10^6$ делений и $1,2 \cdot 10^6$ нейтронов, в сериях калибровок счетчиков $\sim 2,5 \cdot 10^6$ делений.

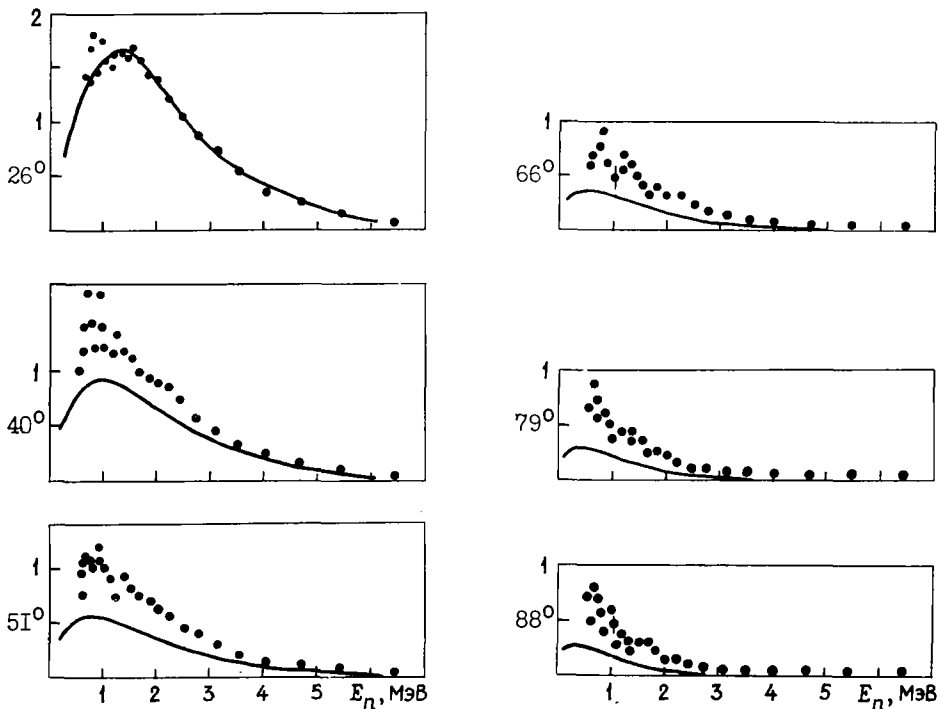
Распределения осколков и нейтронов по времени пролета обрабатывались в основном так же, как в первой серии. Распределения нейтронов сортировались по восьми диапазонам масс тяжелых осколков M_T и суммарных кинетических энергий осколков $E_{с.к.}$; число делений и значения \bar{M}_T , $\bar{E}_{с.к.}$ в диапазонах приведены в таблице. Полные поправки и статистические ошибки распределений нейтронов для счетчиков под углами $\bar{\theta} \approx 90^\circ$ были равны 20-30 и 5-8 % соответственно; для счетчиков, находившихся по направлению движения осколков, поправки и ошибки были меньше в несколько раз. Спектры нейтронов рассчитывались отдельно для всех поясных счетчиков и затем усреднялись по группам из четырех счетчиков. В итоге обработки были получены спектры нейтронов под двенадцатью углами $\bar{\theta}^\circ$ к направлению движения легких осколков во всех восьми диапазонах M_T , $E_{с.к.}$.

№ диапазона	Число делений	\bar{M}_T , а.е.м. ^x	$\bar{E}_{с.к.}$, МэВ
1	78852	132,6	181,6
2	111244	132,6	200,3
3	294260	144,2	173,9
4	646539	142,8	189,8
5	87383	140,8	204,9
6	120635	154,2	172,0
7	73678	153,3	186,9
8	1414251	143,1	186,1

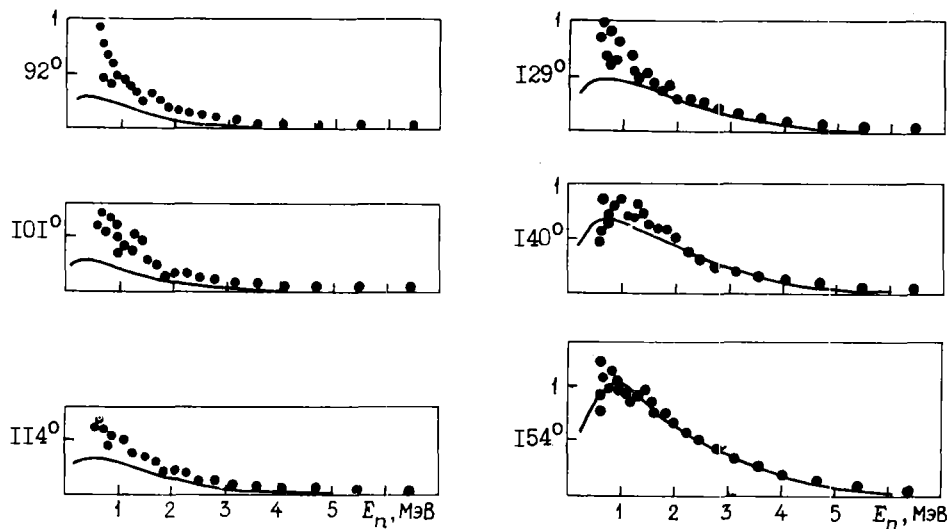
^x 1 а.е.м. $\approx 1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг.

На рисунке приведены экспериментальные спектры для диапазона 5 (Д5) и результаты расчетов по модели изотропного испарения нейтронов из полностью ускоренных осколков. При $\bar{\theta} = 26$ и 154° спектры совпадают, так как экспериментальные спектры под этими углами использовались для расчета параметров спектров нейтронов в системе центра масс осколков; при других $\bar{\theta}^\circ$ экспериментальные спектры интенсивнее расчетных. "Разделительных" нейтронов больше при больших $E_{с.к.}$, т.е. в Д2, 4-5, 7 по сравнению с Д1, 3, 6 соответственно, что согласуется с данными работ [3,4]. Однако оказалось, что при нескольких углах $\bar{\theta}^\circ$ в диапазонах с низкими значениями $E_{с.к.}$ (Д3

и особенно Д1, 6) экспериментальные спектры менее интенсивные, чем расчетные. Возможно, что это следствие анизотропии углового распределения нейтронов в системе осколков. Начата подготовка расчетов по более сложным моделям эмиссии нейтронов деления.



Спектры нейтронов под углами $\bar{\theta}^\circ$ к направлению движения легких осколков (диапазон 5); $\bar{M}_T = 140,8$ а.е.м.; $\bar{E}_{с.к.} = 204,9$ МэВ; \circ эксперимент; сплошные кривые - расчет по модели изотропного испарения нейтронов из полностью ускоренных осколков



Окончание рисунка

Список литературы

1. Bowman H.R., Milton J.C.D., Thompson S.G., Swiatecki W.J. - Phys.Rev., 1962, v.126, p.2120.
2. Skarsvag K., Bergheim K. - Nucl.Phys., 1963, v.45, p.72.
3. Блинов М.В., Казаринов Н.М., Крижук И.Т. - Ядерная физика, 1972, т.16, вып.6, с.1155.
4. Васильев Ю.А., Сидоров Л.В., Чулков Н.М. - В кн.: Нейтронная физика. М., ЦНИИатоминформ, 1976. Ч.5, с.86.
5. Васильев Ю.А., Сидоров Л.В., Барашков Ю.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика, М., ЦНИИатоминформ, 1976. Ч.6, с.286.

УДК 539.125.5.164

СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ НА БАЗЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭГ-1

В.Н.Кононов, Е.Д.Поletaев, М.В.Боховко,
Л.Е.Казаров, В.М.Тимохов

(ФЭИ)

FAST AND RESONANCE NEUTRON SPECTROMETER ON THE BASE OF ELECTROSTATIC GENERATOR EG-1. The time-of-flight fast and resonance neutron spectrometer on the base of the pulsed-beam electrostatic generator EG-1 is described. The quality of this spectrometer measured in terms of the useful flux available at the sample are compared with other facility.

Наносекундные спектрометры быстрых нейтронов по времени пролета на базе импульсных электростатических генераторов широко используются для проведения исследований сечений захвата, деления и других взаимодействий нейтронов с ядрами в области энергий от нескольких килоэлектрон-вольт до нескольких сотен килоэлектрон-вольт [1,2]. Одним из существенных недостатков этих спек-

тронетров является трудность измерения эффективности детекторных систем и абсолютизации полученных экспериментальных данных. В последние годы авторам настоящей работы удалось в значительной степени решить указанную проблему, а также проблему с наносекундным режимом спектрометра резонансных нейтронов [3]. Это позволило использовать методы, разработанные в области резонансных нейтронов, и значительно увеличить точность полученных результатов. К числу таких методов относится метод абсолютного определения отношения эффективности детекторов событий захвата нейтронов и потока нейтронов на основе использования техники "насыщенного резонанса", метода абсолютного определения эффективности детекторов нейтронов и др.

Схема созданного на базе импульсного ускорителя ЭГ-1 спектрометра быстрых и резонансных нейтронов показана на рис. 1. Краткая характеристика детекторов, используемых на установке для измерения сечений захвата нейтронов, потока нейтронов и контроля аппаратуры, приведена в таблице. Более подробно детекторы описаны в работах [1, 4, 5].

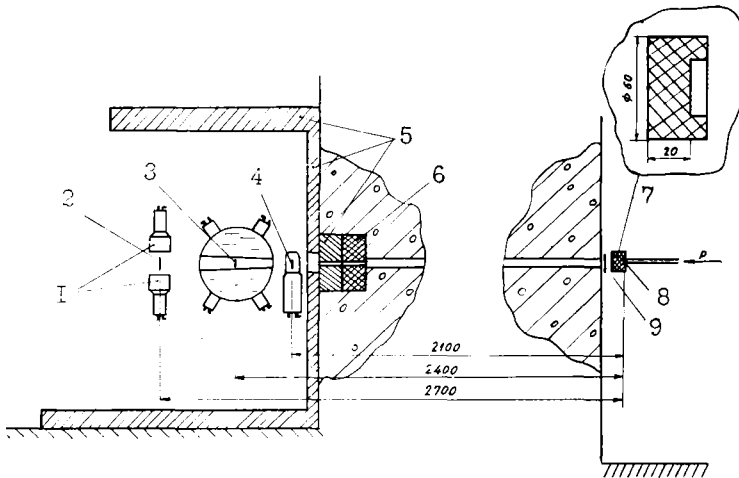


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 - сцинтиллятор NaI(Tl); 2 - ^{10}B -пластина; 3 - образец; 4 - стекло из лития диаметром 0,8 мм; 5 - свинец; 6 - ^7LiH + парафин; 7 - замедлитель (полиэтилен); 8 - мишень (^7Li); 9 - фильтр из кадмия и индия

Характеристика используемых детекторов

Детектор	Тип сцинтиллятора	Размеры (диаметр), мм	Тип ФЭУ	Диапазон амплитуд	Временное разрешение, нс
Сцинтилляционный бак	КС-52 или КС-1+ ^{10}B	320	ФЭУ-56 (8 шт.)	1-10 МэВ	1,9
Детектор с ^6Li -стеклом	NE-908, NE-912	35x0,8 45x10	ФЭУ-30 -	1-5 МэВ -	2,1 -
Детектор с ^{10}B -пластиной	NaI(Tl) (2 шт.)	80x50 (пластина ^{10}B размером 50x5)	ФЭУ-30 (2 шт.)	478±50 кэВ	2,0
Детектор с кристаллом стильбена	Стильбен	30x20	ФЭУ-30	1-10 кэВ	0,5
Камера деления со слоем ^{252}Cf	(Si-Au)-полупроводниковый детектор	10	-	1-10 кэВ	0,38

Для формирования нейтронного пучка был использован канал диаметром 40 мм в двухметровой бетонной стене мишенного зала ускорителя. Детекторы и мишени оказалось возможным разместить в разных помещениях, разделенных сплошной стеной из тяжелого бетона. При этом было достигнуто радикальное улучшение фоновых условий экспериментов. Величина фона детекторов событий захвата

и нейтронного потока, связанная с системой формирования нейтронного пучка, в этих условиях не превышала 10% их естественного фона. Высокое качество защиты при такой компоновке спектрометра позволило осуществить режим резонансного спектрометра, а также привело к постановке вопроса о дальнейшем увеличении в 10–50 раз интенсивности источника нейтронов.

В качестве источника нейтронов использовали реакцию ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Применялись мишени из металлического лития толщиной около 1 мм. При работе в области быстрых нейтронов для получения сплошного спектра нейтронов в области энергий от нескольких килоэлектрон-вольт до примерно 500 кэВ выбирали энергию протонов, равную 2,2 МэВ. Параметры пучка протонов на мишени ускорителя в режиме клистронной группировки были такими: длительность импульсов 2 нс, частота повторения 500 кГц, средний ток 2 мкА.

Эксперименты в резонансной области проводили при энергии протонов около 3,5 МэВ. Для формирования спектра резонансных нейтронов перед мишенью располагали полиэтиленовый замедлитель, геометрия которого показана на рис.1. Параметры пучка протонов на мишени ускорителя при этом были следующими: длительность импульсов 0,5 мкс, частота следования 6 кГц, средний ток 2 мкА. В целях устранения рециклических нейтронов, энергия которых для таких экспериментальных условий составляла ≤ 2 эВ, пучок нейтронов был перекрыт фильтрами из кадмия (толщиной 1,6 мм) и индия (толщиной 8 мм). Помещение на пути пучка достаточно толстого индиевого фильтра открыло дополнительные возможности по определению величины фона для детектора событий захвата и монитора нейтронного потока. Типичные аппаратные спектры, полученные в быстрой и резонансной областях в течение 2- и 3-часовых серий измерений соответственно, приведены на рис.2.

Осуществление режима спектрометра резонансных нейтронов на ускорителе ЭГ-1 позволило значительно расширить круг проводимых исследований. В связи с этим интересно сравнить параметры спектрометра на ускорителе ЭГ-1 с параметрами других нейтронных спектрометров. Такое сравнение

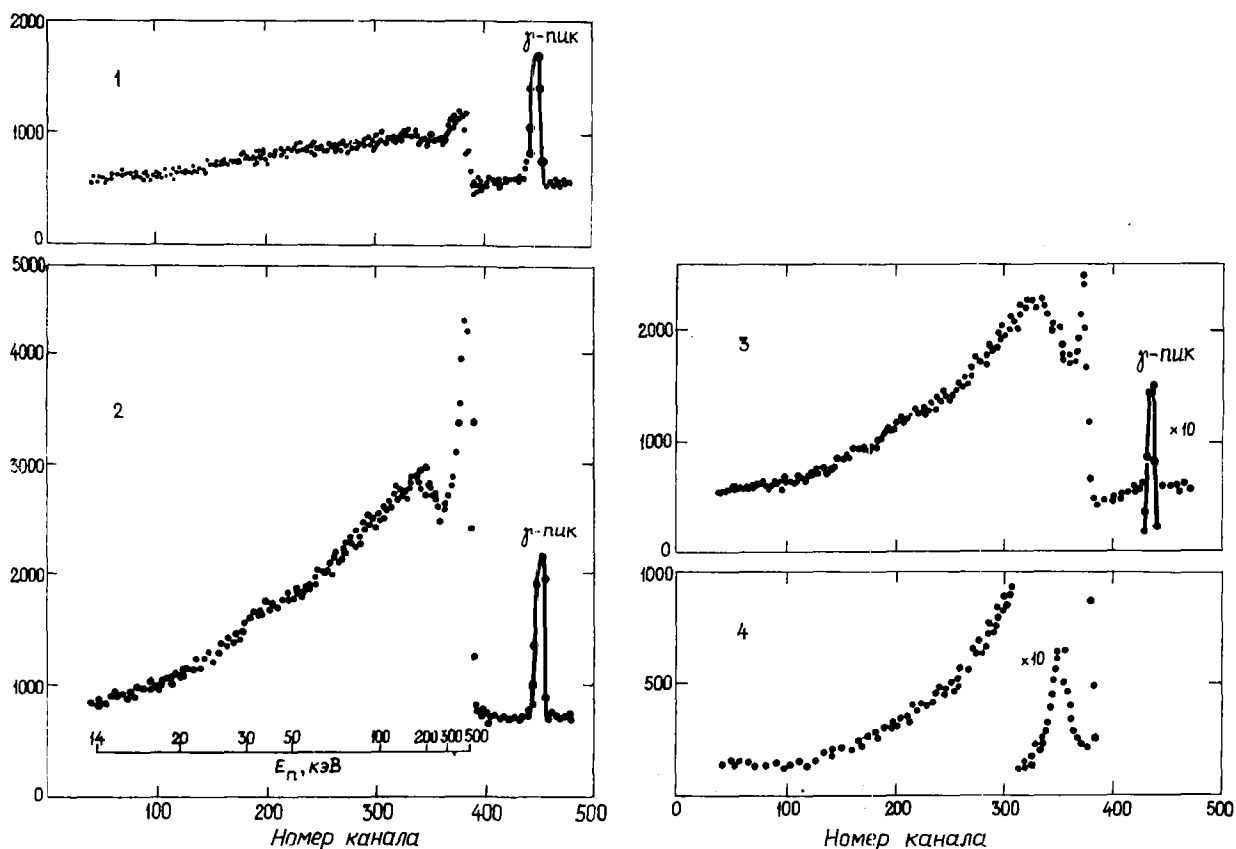


Рис.2,а. Аппаратурные спектры в области быстрых нейтронов, измеренные по времени пролета. Спектр нейтронов, измеренный детектором с ${}^{10}\text{B}$ -пластиной (кривая 3) и с ${}^6\text{LiI}$ -стеклом (кривые 4,5). Спектры событий захвата для урана, индия, тантала и серебра (кривые 1,2,6–8). (Кривые 5–8 см. на рис.2,б)

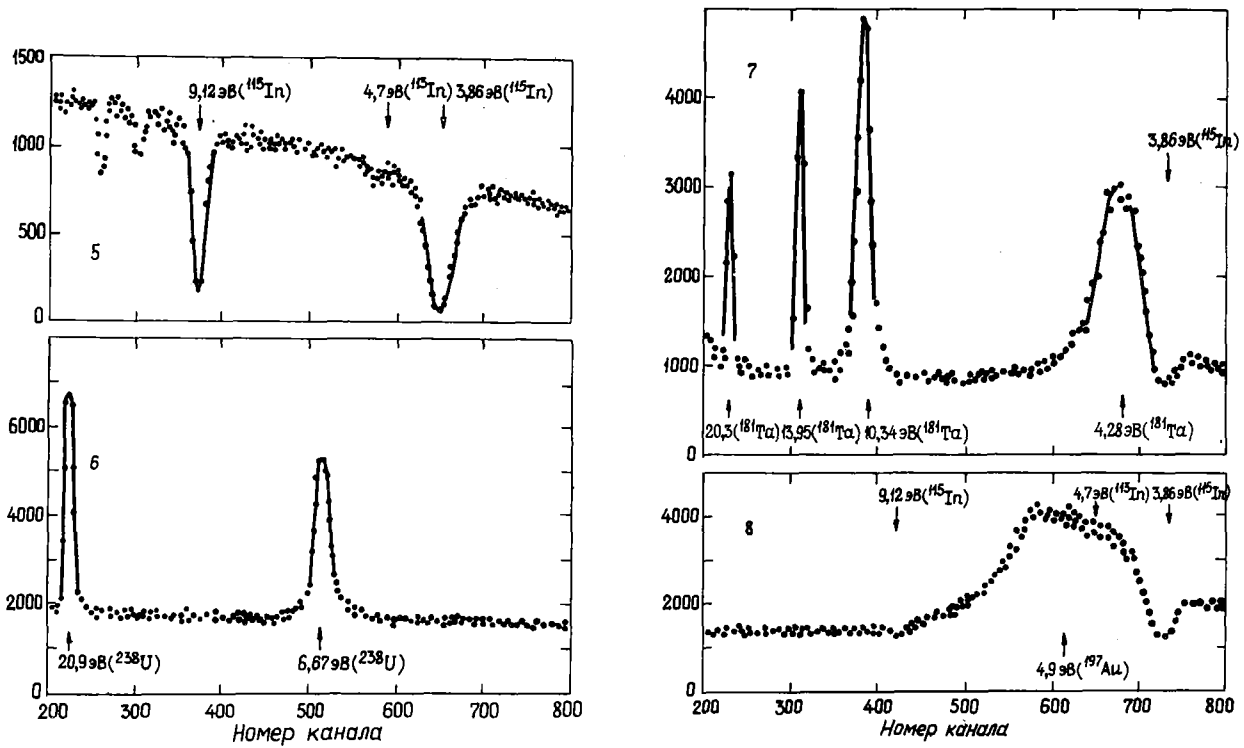


Рис.2,б. Аппаратурные спектры в области резонансных нейтронов, измеренные по времени пролета. Спектр нейтронов, измеренный детектором с ^{10}B -пластиной (кривая 3) и с ^6Li -стеклом (кривые 4,5). Спектры событий захвата для урана, индия, тантала и серебра (кривые 1,2,6-8). (Кривые 1-4 см. на рис.2,а)

в терминах плотности потока нейтронов на рабочем образце в интервале энергий, равном ширине функций разрешения, характерной для экспериментов по измерению сечений захвата на спектрометре ORELA [6] при пролетной базе 40 м, проведено на рис.3. Из рисунка видно, что спектрометры на базе электростатических ускорителей по светосиле могут успешно конкурировать со спектрометрами на базе мощных линейных ускорителей.

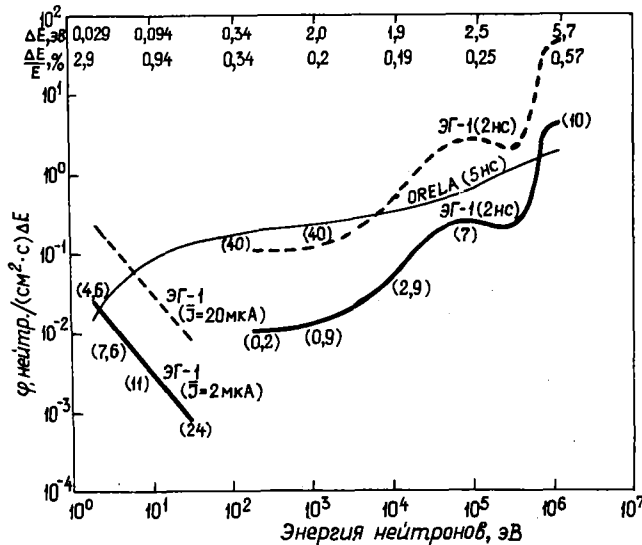


Рис.3. Зависимость плотности потока нейтронов на рабочем образце от энергии нейтронов. Плотность потока нейтронов ϕ , достигнутая в ФЭИ (—) и при увеличении среднего потока на мишени до 20 мкА (---)

Список литературы

1. Кононов В.Н., Орлов Б.Д. и др. - Ядерная физика, 1977, т.26, вып.5, с.947; Ядерная физика, 1978, т.27, вып.1, с.10.
2. Wisshak K., Karpeler F. - Nucl. Sci. and Engng, 1979, v.69, p.39.
3. Кононов В.Н., Боховко М.В. и др. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.4. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, с.243-246.
4. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. - Приборы и техн. эксперимента, 1979, № 3, с.77.
5. Боховко М.В. и др. - Препринт ФЭИ-973. Обнинск, 1979.
6. De Saussure G. e.a. - Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.51, p.385.

УДК 539.1.074.88

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ЛИТИЕВЫМИ СТЕКЛАМИ

П.П.Дьяченко, Л.Е.Казачков, В.Н.Кононов,
Л.С.Куцаева, Е.А.Серёгина, Е.Д.Полетаев
(ФЭИ),
В.Н.Душин
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина),
А.Л.Айтая
(ЦИФИ, Будапешт, ННР)

EFFICIENCY OF NEUTRON DETECTION WITH LITHIUM GLASS. The results of experimental and theoretical investigation of the energy dependence of neutron detection efficiency of the 0.95 cm thick NE-912 lithium glass scintillator are reported. The measurements have been carried out using the efficiency of 0.835 mm thin glass as a standard. The calculations have been carried out by Monte-Carlo method using ENDF/B-V version of the cross-section data.

По некоторым свойствам литиевое стекло является одним из наиболее удобных детекторов для спектрометрии нейтронов в области малых энергий $0 < E \leq 1,5$ МэВ. Эти свойства хорошо известны и состоят в том, что детектор на основе литиевого стекла является практически беспороговым, обладает короткой световой вспышкой и сечение реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$, которое в основном определяет его эффективность, в настоящее время достаточно хорошо изучено.

Работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов литиевым стеклом NE-912 толщиной 0,95 см в диапазоне энергий $20 \text{ кэВ} < E_n < 2$ МэВ. Измерения выполнены по отношению к тонкому (толщиной 0,835 мм) стеклу NE-908, эффективность которого в настоящее время, по-видимому, можно вычислить с точностью не хуже 5%. Расчеты проведены методом Монте-Карло. Метод измерения, а также предварительные результаты этого исследования были опубликованы в работе [1].

Блок-схема эксперимента показана на рис.1. В качестве источника нейтронов использовали импульсный электростатический генератор Физико-энергетического института, работающий в наносекундном режиме. Измерения были выполнены методом времени пролета с применением сплошного спектра нейтронов [реакция ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ на бесконечно толстой мишени из металлического лития] и моноэнергетических нейтронов [реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, $\text{T}(p, n){}^3\text{He}$ на тонких LiF- и T-Sc-мишенях соответственно]. Были исследованы две компоновки детектора: компоновка I, в которой стекло подвешивали перпендикулярно плоскости фотокатода ФЭУ [1], и общепринятая компоновка II, в которой литиевое стекло находилось в оптическом контакте с фотоумножителем.

С целью абсолютной привязки эффективности было выполнено также измерение пропускания тонкого стекла в резонансной области энергий $2 \text{ эВ} < E_n < 40 \text{ эВ}$. В этом случае ускоритель работал в микросекундном режиме и литиевую мишень окружали замедлителем из полиэтилена.

Процедура обработки экспериментальных данных была в основном описана в работе [1] и включала учет фонов, введение поправки на пропускание тонкого стекла и перевод временных спектров в энергетическую шкалу. Кроме того, при обработке результатов измерения на сплошном спектре в указанной работе было учтено конечное разрешение спектрометра. В качестве поправки на этот эффект принимали отношение двух расчетных временных спектров (неуширенного и уширенного) с помощью функции отклика спектрометра. При их вычислении использовали данные о спектре нейтронов из толстой литиевой мишени работы [2]. Функция отклика, включающая в себя разрешение спектрометра, определяемое по форме μ -пика, а также временной разброс нейтронов, обусловленный конечной геометрией опыта, рассчитывали методом Монте-Карло.

По результатам измерения в резонансной области методом, аналогичным изложенному в работе [3], определили число ядер в тонком стекле. Оно оказалось равным $1,44 \cdot 10^{21}$ ядер/см².

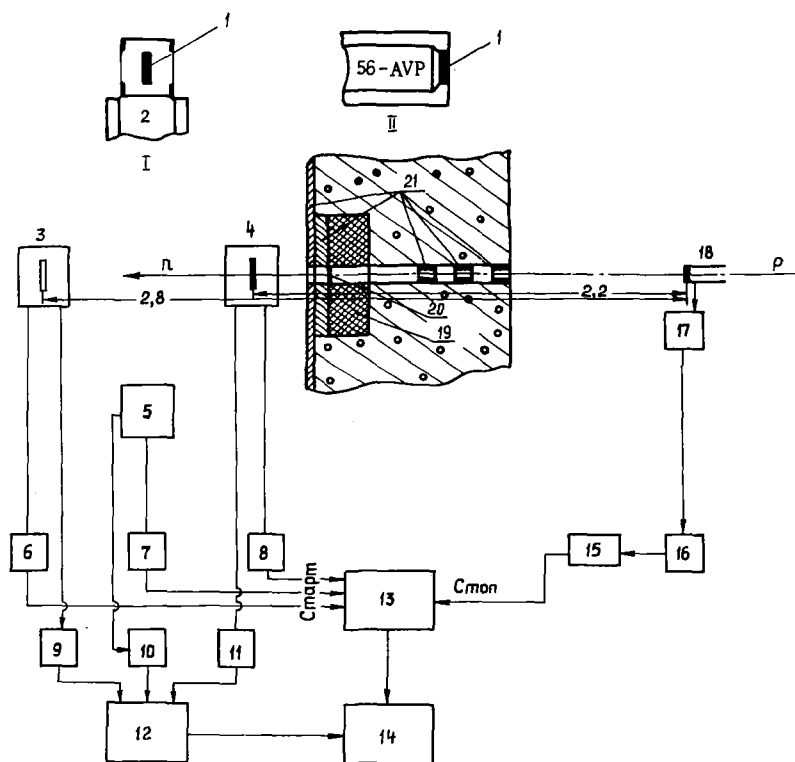


Рис. 1. Блок-схема эксперимента и компоновка детекторов: I - стекло; 2 - ФЭУ-30; 3, 4 - литиевое стекло типа NE-912 и NE-908 соответственно; 5 - стилибен, ФЭУ-30, ⁶⁰Со; 6-8, 16 - быстрые дискриминаторы; 9-II - дифференциальные дискриминаторы; 12 - кодировщик номера детектора; 13 - время-амплитудный конвертор; 14 - анализатор; 15 - задержка; 17 - быстрый усилитель; 18 - мишень; 19 - ⁶LiH; 20 - кадмий; 21 - свинец

Расчет функции отклика спектрометра (эффективности) проводили с помощью пакета прикладных программ TEST [4]. Уравнение переноса нейтронов в литиевом стекле и ближайших конструкционных материалах решали методом Монте-Карло. Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами вещества были представлены в групповом приближении (число групп 30). Усреднение проводили по равномерному спектру. Предполагалось, что регистрация нейтронов происходит только благодаря реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$, сечение которой представляли в виде ПАДЕ-аппроксимации данных ENDF/B-V-версии [5]. При расчете учитывали момент времени взаимодействия нейтрона с ядром ⁶Li. В итоге вычислили

несколько временных спектров нейтронов моноэнергетического источника, т.е. функции отклика спектрометра. Эффективность регистрации нейтронов получили интегрированием временных спектров.

Результаты работы показаны на рис.2. На кривой 3 представлены расчетные данные для эффективности тонкого литиевого стекла NE-908, полученные в настоящей работе и работе [1]. Как и следовало ожидать, в пределах 3-5% они согласуются между собой. На кривых 2 и 3 показаны результаты расчета, а также экспериментальные данные, полученные согласно выражению

$$\varepsilon(E)^{912} = \varepsilon(E)^{908} \frac{n(E)^{912}}{n(E)^{908}}$$

для эффективности толстого стекла NE-912 в двух компоновках. В этом выражении $n(E)^{912}$, $n(E)^{908}$ и $\varepsilon(E)^{912}$, $\varepsilon(E)^{908}$ - измеренные количества нейтронов с данной энергией и эффективности их регистрации литиевыми стеклами NE-912 и NE-908 соответственно. Следует отметить удовлетворительное совпадение расчета с экспериментом в диапазоне энергий $E_n \approx 300$ кэВ. Разногласие между экспериментальными и расчетными данными в этой области энергий не превышает 5%. В диапазоне $E_n \approx 300$ кэВ оно несколько больше и в отдельных точках достигает 10-15%.

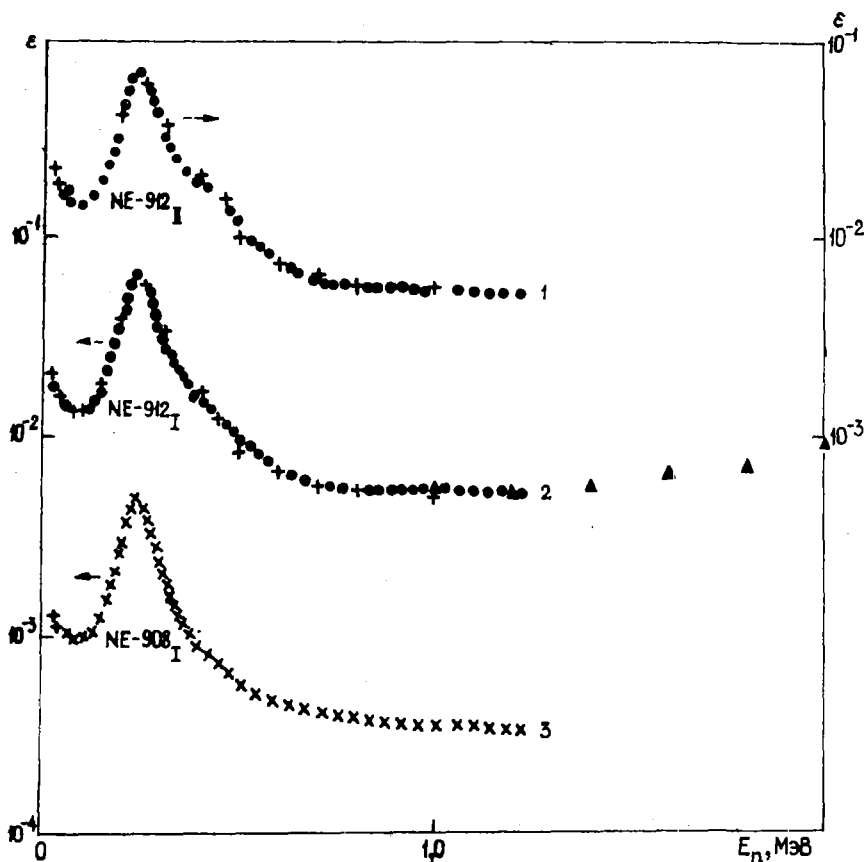


Рис.2. Эффективность регистрации нейтронов литиевыми стеклами NE-908 и NE-912; + - расчет методом Монте-Карло, x - результаты расчета работы [2]; • - измерения на сплошном спектре нейтронов; ▲ - измерения на моноэнергетических нейтронах. (статистические ошибки измерений и расчета не превышают размера точек)

Наиболее характерная особенность обсуждаемых зависимостей состоит в том, что увеличение эффективности литиевого стекла с ростом его толщины существенно зависит от энергии нейтронов. Причем аномально большие отношения $\varepsilon(E)^{912} / \varepsilon(E)^{908}$ наблюдаются в областях $E_n \approx 450$ кэВ, $E_n > 1,2$ МэВ и объясняются соответственно ростом вкладов эффекта многократного рассеяния на резонансе ^{16}O (442 кэВ) и процесса регистрации γ -квантов неупругого рассеяния нейтронов [1].

Верхняя кривая демонстрирует влияние ФЭУ на эффективность детектора. Видно, что оно весьма существенно. В частности, за счет обратного рассеяния нейтронов на кислороде, присутствующем в стекле ФЭУ, эффективность детектора в компоновке II в области $E_n \approx 450$ кэВ на 20% превышает соответствующую величину в компоновке I.

В заключение можно сказать, что энергетическая зависимость эффективности толстого литиевого стекла значительно отличается от хода сечения реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$, особенно в том случае, когда в непосредственной близости от детектора находится массивный фотокатод ФЭУ. Расчет этой зависимости методом Монте-Карло позволяет получить удовлетворительные результаты в диапазоне энергий $E_n \lesssim 300$ кэВ. В интервале энергий $E_n \gtrsim 300$ кэВ точность пока недостаточна, что, по-видимому, связано с малой изученностью сечений взаимодействия нейтронов с изотопами кислорода и кремния, входящими в состав литиевого стекла. Необходимо также отметить, что в области $E_n > 1,2$ МэВ регистрация нейтронов происходит не только вследствие реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$, но и вследствие неупругого рассеяния нейтронов. Этот факт следует, в частности, иметь в виду при использовании комбинации толстых литиевых стекол NE-912 и NE-913 для изучения спектров нейтронов в присутствии фона коррелированных по времени γ -квантов.

Список литературы

1. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. - Препринт КФКИ-1979-72.
2. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Юрлов Б.Д. - Атомн. энергия, 1977, т.43, с.303.
3. Мохон М.С., Downes J.N., Endacott D.A.J. - AERE-R8409, Harwell.
4. Душин В.Н. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.2(33), с.3-12.
5. ENDC/NEANDC. Nuclear standards file, 1978 Version, ENDC-30/L+Sp. - IAEA Nuclear Data Section, Vienna, 1980.

УДК 539.1.07:539.173.84

МЕТОД ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

В.Г.В о р о б ъ е в а, Б.Д.К у з ь м и н о в, В.В.М а л и н о в с к и й,
Н.Н.С е м е н о в а

(ФЭИ)

METHOD OF RELATIVE MEASUREMENTS OF PROMPT NEUTRON AVERAGE NUMBER. The experimental set up for relative measurement of the average number of prompt neutrons per fission $\bar{\nu}_p$ has been designed. The time distribution of the fission neutrons pulses was measured by multiscaler operation of the LP 4840 analyser. The measurements for fissile isotope studied and ${}^{252}\text{Cf}$ were made simultaneously.

Для измерения среднего числа мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}_p$ была создана экспериментальная установка, позволяющая вести одновременные измерения этого числа для исследуемых ядер и спонтанного деления ${}^{252}\text{Cf}$ (его величину $\bar{\nu}_p$ принимали в качестве стандарта). Детектор нейтронов представлял собой сборку из 16 счетчиков, наполненных ${}^3\text{He}$ и расположенных в полиэтиленовом цилиндрическом блоке. Акт деления регистрировался быстрой ионизационной камерой. Для осуществления работы с делящимся веществом, обладающим высокой α -активностью, многослойную ионизационную камеру делили на несколько секций (шесть секций при работе с ${}^{237}\text{Np}$ общей массой 0,76 г.). Расстояние между пластинами в секции составляло 2 мм, диаметр пластин был равен 50 мм. Камеру наполняли аргоном с добавкой 10% углекислого газа при избыточном давлении $2,3 \cdot 10^5$ Па. Напряжение между пластинами составляло 460 В. Импульсы с каждой секции камеры деления, усиливаясь быстрым

усилителем тока, запускали дискриминатор на туннельном диоде^х. На выходе усилителя тока импульсы от осколков деления имели время нарастания 10 нс и время спада 25–30 нс. После формирования сигналы от шести секций складывались. Импульсы тока от осколков спонтанного деления ^{252}Cf усиливались и формировались отдельным каналом.

Для устранения импульсов от всякого рода электрических помех была введена схема антисовпадений, которая управлялась мажоритарной (больше двух) схемой совпадений. При появлении сигналов одновременно с двух (или более) формирователей (секций) сигнал на выход не поступал.

Регистрация нейтронов деления производилась методом временного анализа. Основой данной экспериментальной установки был анализатор LP-4840 НОКИА в режиме многоканального пересчета с использованием блока LPN-4853. Импульс с камеры деления запускал арифметический счетчик, который считал импульсы от нейтронного детектора в течение некоторого интервала времени, разбитого на каналы. Временной интервал измерений значительно превышал среднее время жизни мгновенных нейтронов деления в детекторе (50 мкс), что позволяло зарегистрировать как эффект, так и фоновую подложку.

В блоке LPN-4853 имеется возможность деления памяти анализатора на группы (четыре группы по 200 каналов, минимальная ширина канала 100 мкс). Чтобы вести одновременные измерения числа $\bar{\nu}_p$ для ^{252}Cf и исследуемого изотопа, информацию от каждой камеры деления необходимо записывать в отдельную группу. Для этого изготовили схему сортировки импульсов в четыре группы памяти (рис.1).

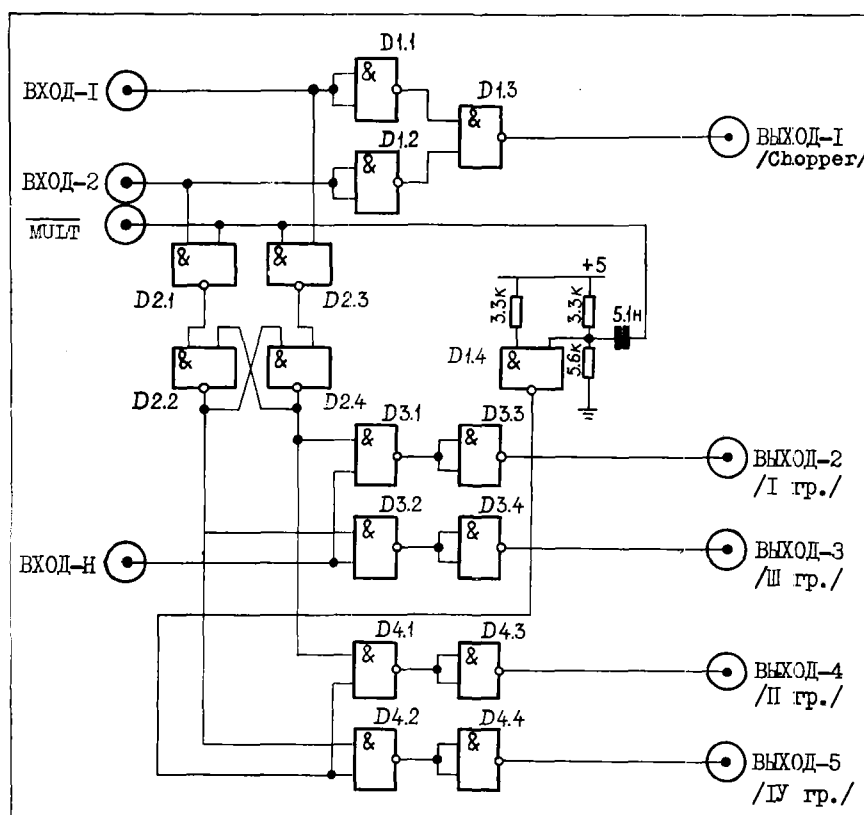


Рис.1. Схема сортировки импульсов в четыре группы памяти

Импульсы с обеих камер деления (входы I и 2) через схему ИЛИ запускали многоканальный пересчет. При этом в блоке LPN-4853 вырабатывался сигнал MULT, который подавался обратно в схему сортировки. Импульсы от нейтронного детектора (вход Н) регистрировались в той группе памяти, ко-

^х Барыба В.Я., Корнилов Н.В., Семенова Н.Н. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1977, вып.5(19), с.45.

торая логически связана с соответствующей камерой. Из сигнала \overline{MULT} формировался короткий импульс запуска, который также сортировался в зависимости от камеры деления, осуществившей запуск. Импульсы запуска регистрировались в отдельных группах памяти.

Таким образом, при работе блока LPN-4853 вместе со схемой сортировки информация записывалась в четыре группы:

- I группа (0-200-й каналы) - регистрация нейтронов деления исследуемого изотопа;
- II группа (202-й канал) - запись числа запусков от камеры с исследуемым изотопом;
- III группа (400-600-й каналы) - регистрация нейтронов деления ^{252}Cf ;
- IV группа (602-й канал) - запись числа запусков от камеры с ^{252}Cf .

"Мертвое" время блока многоканального пересчета в выбранном режиме составляло 20 мс, разрешение арифметического счетчика - 10 Мгц. На рис.2 приведен типичный аппаратурный временной спектр.

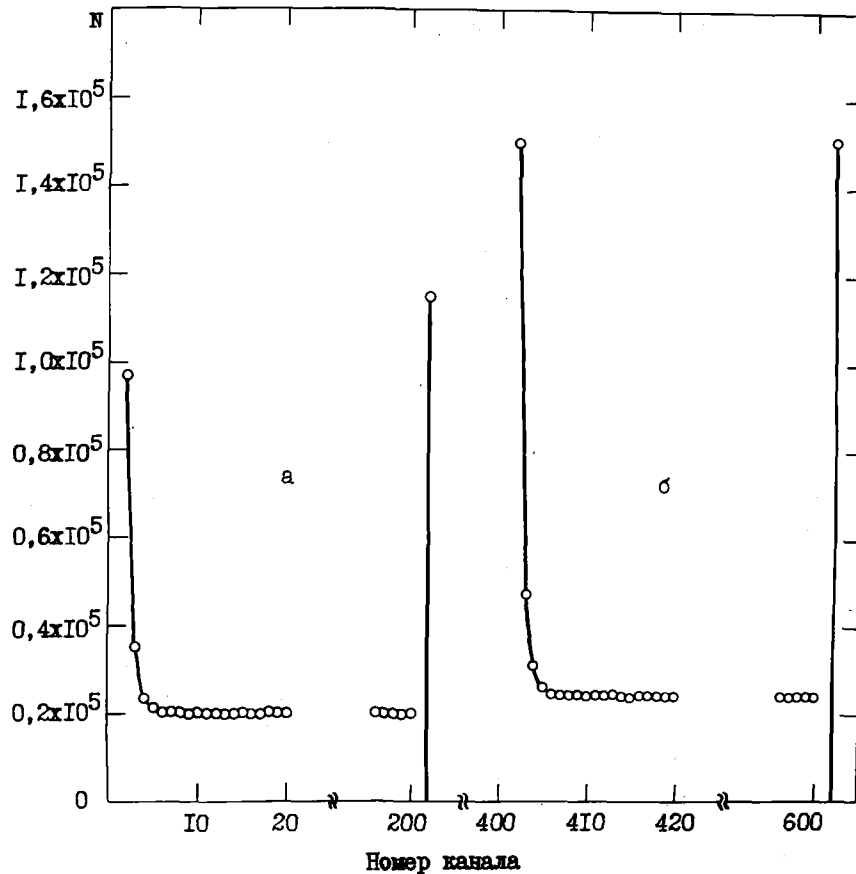


Рис.2. Аппаратурный временной спектр ^{237}Np (a) ^{252}Cf (b)

Простой и наглядный вид получаемой информации, позволяющий контролировать ее достоверность в процессе измерений, возможность полностью автоматизировать ее первичную обработку, делает данную методику удобной и перспективной. К достоинствам установки следует отнести также возможность вести измерения эффекта и фоновой подложки для исследуемого вещества и ^{252}Cf одновременно.

Описываемую экспериментальную установку для измерения среднего числа мгновенных нейтронов деления использовали непрерывно в течение года; она показала надежность и стабильность в работе. К настоящему времени выполнены измерения среднего числа мгновенных нейтронов деления при делении ядер ^{237}Np и ^{238}U нейтронами с энергиями 1-6 МэВ с оцениваемой точностью около 1%.

Нейтронный канал и канал монитора были собраны из блоков, входящих в комплектацию анализатора LP-4840. Принципиальные схемы и характеристики этих блоков имеются в описании анализатора НОКИА.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ ТРАНСПЛУТОНИЕВЫХ ИЗОТОПОВ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОГРАММОВЫХ КОЛИЧЕСТВ ВЕЩЕСТВА

П.Е.Воротников, М.А.Жуков, Л.Д.Козлов,
Е.А.Колтыпин, Ю.Д.Молчанов, Г.А.Шуф

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

THE METHOD OF FISSION NEUTRON CROSS-SECTION MEASUREMENT OF
TRANSPLUTONIUM ISOTOPES WITH USING NANOGRAM SAMPLES. It is
shown that the use of a nanosecond pulsed beam electrostatic
accelerator together with a system for time selection of
recorded events permits to measure fission cross-section σ_f
for isotopes with spontaneous half-life T_f for few nanograms
in a sample, in the neutron energy region, where $\sigma_f, T_f^{1/2} \geq$
10 barn year^{1/2}.

До последнего времени измерения сечений деления $\sigma_f(E_n)$ трансплутониевых изотопов с относительно короткими периодами спонтанного деления ($T_f < 10^8$ год) в околопороговой области проводились с использованием ядерных взрывов и требовали, как показано в работах [1,2], $3 \cdot 10^{-5} - 10^{-2}$ г исследуемого вещества. Разработанный в ИАЭ им.И.В.Курчатова метод позволяет получать эти данные при энергии нейтронов $E_n \geq 30$ кэВ в более стабильных и контролируемых условиях со значительно меньшими затратами, в том числе с существенно меньшими (в $10^4 - 10^6$ раз) количествами вещества. Это снижает трудности, связанные с радиоактивностью образцов, и позволяет включить в измерения сравнительно экзотические и короткоживущие изотопы. Суть метода состоит в сочетании системы острой фокусировки пучка ионов электростатического ускорителя, позволяющей получать источник нейтронов размером ~ 1 мм, с проведением измерения на малых расстояниях при большой плотности нейтронного потока и импульсного наносекундного режима работы электростатического ускорителя (ЭСУ), использующего фазовую фокусировку ионов [3]. Он позволяет получать импульсный поток нейтронов примерно на два порядка больше среднего и при использовании временной селекции событий хорошо выделять акты деления, вызванные нейтронами на фоне во много раз большего спонтанного деления. Действительно, число вынужденных делений, вызванных нейтронами в слое массой m нг при использовании тит-мишени толщиной Δ мг/см² (энергетическое разрешение $\delta E_n \approx 30 \Delta$ кэВ при энергии нейтронов ~ 1000 кэВ) и атомным отношением $t/T_f \approx 1,9$ за время измерений t (ч), равно

$$N_{\text{вын}} = 2,2 \cdot 10^{-3} m I \sigma_f \delta E_n / R^2, \quad (1)$$

где I - ток ионов, мкА; σ_f - сечение деления, б; R - расстояние от мишени до слоя, см. Соответственно число спонтанных делений, зарегистрированных в том же интервале временного спектра,

$$N_{\text{сп}} = 1,9 \cdot 10^8 m t / k T_f, \quad (2)$$

где k - скважность импульсного режима; T_f - период спонтанного деления изотопа, год. Относительная статистическая ошибка определения $N_{\text{вын}}$ из временного спектра

$$\delta N_{\text{вын}} = \sqrt{2N_{\text{сп}} + N_{\text{вын}}} / N_{\text{вын}} = \sqrt{1/N_{\text{вын}}} \sqrt{1 + 2N_{\text{сп}}/N_{\text{вын}}} = \frac{21R}{(m I \sigma_f \delta E_n)^{1/2}} \left(1 + \frac{1,7 \cdot 10^{14} R^2}{I k \sigma_f T_f \delta E_n} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Для спонтанноделящихся изотопов с $N_{\text{сп}}/N_{\text{вын}} \gg 1$ (что в реальных условиях измерений соответствует $T_f \sigma_f \ll 10^4$)

$$\delta N_{\text{вын}} \approx \frac{8,6 \cdot 10^6 R^2}{I \sigma_f \delta E_n (m T_f t k)^{1/2}}. \quad (4)$$

Например, для четных изотопов $^{242-248}\text{Cm}$ с $\sigma_f \approx 0,1$ б и $T_f \approx 6 \cdot 10^6$ год при $\delta E_n \approx 50$ кэВ, $k \approx 100$, $I \approx 5$ мкА, $R \approx 3$ мм уже через сутки измерений $\delta N_{\text{вын}}$ составит около 10% для образцов массой ~ 10 нг.

Для ЭСУ, работающих в постоянном режиме, системы острой фокусировки пучка известны. В нашем случае, однако, задача осложнялась разбросом энергий ионов, связанным с процессом образования коротких сгустков и поперечным движением пучка по диафрагме перед входом в систему (прерыванием пучка после ускорения, "подчисткой" импульса ионного тока), увеличивающим угловое расхожде-

ние пучка. В качестве фокусирующей системы нами был выбран несимметричный магнитный квадруплет — система из четырех одинаковых соосных магнитных квадрупольных линз, у которых плоскости фокусировки одной пары линз повернуты вокруг оси пучка ионов на 45° относительно плоскости фокусировки другой пары. Система имела следующие основные параметры:

Число линз в системе	4
Число полюсов в линзе	4
Радиус кривизны полюсов	17,5 мм
Длина полюсов	50 мм
Материал полюсов	Армко-железо
Число витков на каждом керне	500
Расчетный ток	До 5 А
Расстояния между соседними линзами	50 мм
Апертура системы	30 мм
Внешний диаметр ярма	170 мм
Материал ярма	Сталь-3
Полная длина системы	350 мм
Общая масса	Около 35 кг

Крепление квадруплета допускало юстировку системы с пульта ускорителя путем независимого перемещения обоих фланцев в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В системе электропитания была предусмотрена возможность "электрического перекоса" магнитной системы для поперечного перемещения фокуса по мишени ускорителя в пределах ± 5 мм.

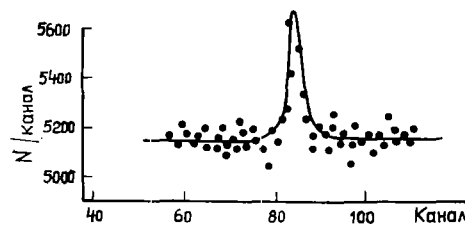
Испытания системы, проведенные после ее установки на ионопровод ЭСУ, показали, что она позволяет в импульсном режиме пропустить через диафрагму диаметром 1,5 мм, установленную в 1 м от квадруплета, около 70% протонов или дейтронов с энергией 2 МэВ, прошедших через входную диафрагму диаметром 9 мм. Если предположить распределение тока близким к двумерному гауссиану, это соответствует радиусу половинной плотности тока $r_{1/2} \approx 0,5$ мм. Примерно такие же результаты были получены и при несколько мягче работающем триллиетном соединении линз.

Как показали наши исследования, даже при интенсивном охлаждении стандартной нейтронной мишени с титановым или циркониевым слоем на молибденовой подложке толщиной $\sim 0,2$ мм слой довольно быстро теряет тритий или дейтерий при удельной тепловой нагрузке, превышающей $\sim 7-10$ Вт/мм². Даже при меньшей нагрузке, но при полном забитом заряде $\sim 10^{-2}$ Кл/мм² в толще молибденовой подложки образуются пузырьки газа (блистеринг), прорывающиеся затем в сторону вакуумной системы ускорителя. Они приводят к отслолке титана или циркония от подложки, резкому ухудшению теплоотдачи, перегреву слоя и уходу из него дейтерия или трития. Некоторый выгрыш, по-видимому, могут дать мишени на медной подложке, значительно менее склонной к образованию пузырей. Однако при этом ограничивающими факторами станут при использовании реакции $T(p,n)^3He$ ионное замещение трития в слое на водород, а в случае реакции $D(d,n)^3He$ образование дейтериевого "облака" в подложке за слоем, так как количество забитых в мишень ионов n^+ или d^+ довольно быстро оказывается сравнимым с содержанием трития или дейтерия в облучаемом ионами участке слоя. Таким образом, дальнейшая концентрация пучка ионов сверх достигнутых параметров (плотности тока ~ 5 мкА/мм², удельной тепловой нагрузке ~ 10 Вт/мм²) представляется мало целесообразной.

После получения необходимых параметров пучка ионов была проведена экспериментальная проверка возможности регистрации редких актов вынужденного деления в присутствии большого числа фоновых импульсов. Импульсы делений, вызванные нейтронами, были получены от газовой сцинтилляционной камеры, в которой находилось 3 мг ^{237}Np , а фоновые импульсы подмешивались от генератора импульсов. Такая система позволяла легко варьировать в широких пределах как темп счета вынужденных делений (изменением расстояния от мишени ускорителя до слоя ^{237}Np), так и отношение скоростей счета эффекта $N_{вн}$ и фона $N_{ф}$ (изменением частоты генератора импульсов). Для получения временного спектра использовались блоки созданного ранее время-пролетного нейтронного спектрометра на базе импульсного ЭСУ [4]. На рисунке показан временной спектр, полученный за 900 с при $N_{вн} = 1,5/с$ и отношении $N_{вн}/N_{ф} = 10^{-3}$. В этих измерениях частота импульсов тока ускорителя была равна 2 МГц, средний ток 5 мкА, толщина тит-мишени 1 мг/см², средняя энергия нейтронов 1000 кэВ, расстояние от мишени до слоя делящегося вещества 15 см, ширина канала вре-

менного спектра 1,9 нс. Как видно из этого примера, при $N_{\text{внн}} = 1,5/\text{с}$ можно за 15 мин с 15%-ной точностью выделить вклад делений, вызванных нейтронами в условиях в 1000 раз большего фона. Используя меньшие расстояния между мишенью ускорителя и слоем делящегося вещества (до ~ 2 мм) и большие времена измерений (до суток), аналогичные результаты можно получить для количеств делящегося вещества в несколько нанограммов при сечениях деления ≥ 10 мб.

Участок временного спектра, полученного в измерениях с образцом ^{237}Np ($N_{\text{внн}}/N_{\text{ф}}=10^{-3}$)



Таким образом, выполненные испытания методики показали, что она позволяет проводить на нанограммовых количествах вещества измерения сечений деления быстрыми нейтронами сильно спонтанно-делящихся изотопов.

Список литературы

1. Moore M.S., Keyworth G.A. - Phys.Rev., 1971, v.С3, p.1656.
2. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К. и др. - Ядерная физика, 1980, т.31, с.39.
3. Воротников П.Е., Вуколов В.А. и др. - Прикладная ядерная спектроскопия. М., Атомиздат, 1970, с.305.
4. Воротников П.Е., Вуколов В.А. и др. - Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике). М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.4, с.238.

УДК 539.1.074.55

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО 2π-ДЕТЕКТОРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

С.И.Д а ш а е в, С.М.С о л о в ь е в, П.С.С о л о ш е н к о в

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

THE APPLICATION OF SEMICONDUCTOR 2π-GEOMETRY DETECTOR OF THE FISSION FRAGMENTS REGISTRATION. It was shown that semiconductor detector with hollow allows to carry out the measurements of fission fragments energies in 2π-geometry with essentially smaller distortion in comparison to the usual flat surface-barrier detector.

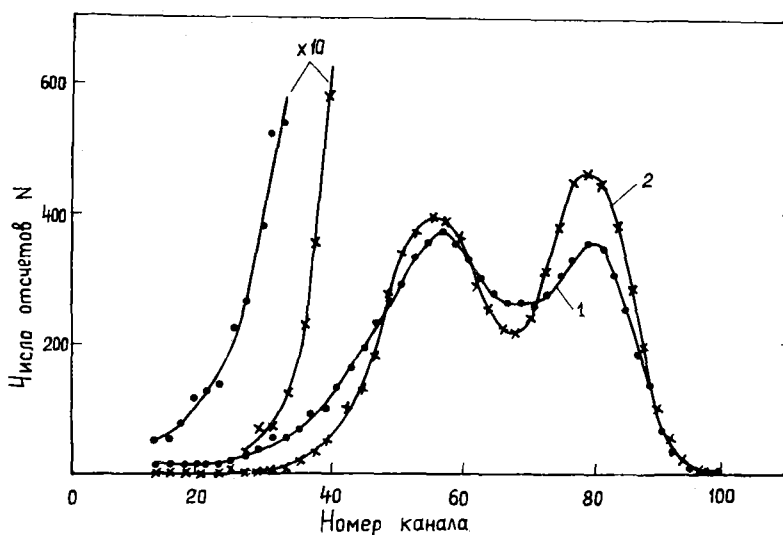
В ряде экспериментов возникает необходимость регистрации полного числа делений в мишени. Для этой цели удобно использовать поверхностно-барьерные кремниевые детекторы. Однако если мишень с делящимся веществом расположена вблизи поверхности детектора, то часть осколков, вылетающих под малыми углами к плоскости мишени, теряет значительную долю своей энергии в "мертвом" слое детектора, что приводит к существенным искажениям в форме спектра осколков и, в частности, к увеличению низкоэнергетического хвоста. Искажения можно уменьшить, увеличив минимальный угол вхождения осколков в чувствительную область детектора. Для этого может быть использован детектор, чувствительная поверхность которого имеет углубление.

Такой детектор ранее применялся для регистрации α -частиц, испускаемых слабоинтенсивными источниками $[1]$. Он имеет чувствительную поверхность площадью $7,5 \text{ см}^2$ и фиксирует все частицы, испускаемые источником диаметром до 24 мм, помещенным внутри углубления, и попадающие в полусфе-

ру. Форма углубления такова, что если диаметр активного слоя не превышает 10 мм, то угол вхождения частиц составляет не менее 15° . При этом пробег частиц в "мертвом" слое детектора возрастает не более чем в 4 раза. Для α -частиц ^{238}Pu на 2π -детекторе было получено энергетическое разрешение 37 кэВ.

Этот же детектор был применен для регистрации осколков деления при определении эффективности твердотельных детекторов на основе слюды [2]. При проведении данного эксперимента слой тетрафторида ^{235}U напылялся в вакууме на поверхность слюды; образец вводился в 2π -детектор и проводилось облучение сборки тепловыми нейтронами. Число осколков, попавших в оба детектора, было одинаковым. По разнице в счете можно было определить эффективность регистрации твердотельного детектора.

В настоящей работе проведено сравнение энергетических спектров осколков спонтанного деления ^{252}Cf , снятых с помощью 2π -детектора и с помощью плоского полупроводникового детектора в 2π -геометрии. С этой целью путем термического испарения в вакууме были приготовлены два источника диаметром 10 мм с интенсивностью ~ 20 делений/с. Один источник был нанесен на стеклянную пластинку диаметром 24 мм, которую можно было поместить в 2π -детектор, а второй источник — непосредственно на золотой слой кремниевого поверхностно-барьерного детектора площадью 3 см^2 . Были измерены с помощью обоих детекторов спектры осколков, приведенные на рисунке.



Спектры осколков деления ^{252}Cf , снятые в 2π -геометрии с помощью плоского детектора (1) и 2π -детектора (2)

Из-за потерь энергии во входном окне спектр, снятый с помощью плоского детектора, существенно искажен. Значительная часть осколков попадает в низкоэнергетический хвост и может быть не зарегистрирована. В то же время спектр, снятый с помощью 2π -детектора, имеет более правильную форму; уровень хвоста при энергии осколков менее 30 МэВ более чем на порядок ниже.

Следует отметить, что в реальных условиях, когда мишень из делящегося вещества имеет заметную толщину, потери в счете осколков плоским детектором в 2π -геометрии становятся ощутимыми. В этом случае преимущество 2π -детектора более существенно.

Список литературы

1. Лашаев С.И., Соловьев С.М., Солошенко П.С. — В сб.: Программа и тезисы докладов XXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1977, с.566.
2. Александров Б.М. и др. — Атомная энергия, 1980, т.48, вып.4, с.252.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ НА ФОРМУ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

М.В.Блинов, В.А.Витенко, В.Н.Душин, В.И.Юревич

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

THE STUDY OF NEUTRON SCATTERING INFLUENCE ON THE NEUTRON FISSION SPECTRA FORM. The calculated and experimental methods of the determination of the corrections, connected with scattered neutrons are described. The effect of scattered neutrons from various sources of the scattering are determined for specific case.

Прецизионная нейтронная спектрометрия в основном базируется на использовании метода времени пролета, так как он обеспечивает высокое энергетическое разрешение. Однако работы, выполненные с помощью этой методики по измерению спектров деления, показывают разброс экспериментальных данных существенно больший, чем следует из приводимых авторами ошибок, особенно в области низких энергий. Пренебрежение такими эффектами, как рассеяние нейтронов в детекторах частиц, на конструктивных массах и в окружающей среде, может привести к заметному искажению спектра нейтронов [1-3] и, возможно, в значительной степени объясняет наблюдаемое расхождение экспериментальных результатов.

Для изучения и учета указанных эффектов рассеяния нейтронов полезно использовать как экспериментальный, так и расчетный методы исследования, дополняющие друг друга и увеличивающие надежность получаемых результатов. В настоящей работе впервые использован алгоритм расчета, учитывающий протекание процесса многократного рассеяния во времени. Это является значительно более сложной задачей, чем в случае невременных расчетов. В математическом плане нами решается обратная задача теории переноса излучения [4], т.е. по известному экспериментальному спектру восстанавливается энергетический спектр нейтронов источника. Такая задача сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода:

$$\int A(E, t) \varphi(E) dE = \Phi(t),$$

которое прямо связывает искомый спектр нейтронов $\varphi(E)$ с экспериментальным временным спектром $\Phi(t)$. Ядро интегрального уравнения $A(E, t)$ есть временной спектр нейтронов моноэнергетического источника с энергией E , регистрируемый экспериментальной установкой, и является обобщенным многомерным аналогом обычно используемого понятия эффективности детектора нейтронов. Отметим, что приведенное уравнение не обладает свойством устойчивости к ошибкам правой части и, следовательно, является некорректным, что обязывает применять методы регуляризации при его решении. На этапе расчета матрицы $A(E, t)$ применялся метод Монте-Карло. Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6.

Определение влияния эффектов, связанных с рассеянием нейтронов, проводилось для конкретного случая - измерения спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf методом времени пролета. Условия эксперимента были следующими. Детектором нейтронов служил кристалл $^7\text{LiI}(\text{Eu})$ (диаметром 17 мм, толщиной 4 мм; толщины алюминиевой упаковки 0,5-1 мм и стекла 0,5 мм); детектором осколков деления служил спинтиллиационный газовый счетчик (стальной цилиндр диаметром 18 мм, высотой 70 мм с толщиной стенки 0,15 мм). Оба детектора были состыкованы с ФЭУ-7Г. Измерения спектра осуществляли на четырех пролетных базах: 6,25; 12,5; 25,0; 50,0 см. Наименьшее расстояние до стен помещения и удаленных предметов составляло около 2 м.

По изложенной методике были проведены расчеты многократного рассеяния нейтронов в кристалле с учетом упаковки и прилегающего стекла ФЭУ. Элементы полученных матриц $A(E, t)$ для трех энергий нейтронов и двух толщин кристалла приведены на рис.1. Видно, что процесс регистрации нейтронов во времени для кристалла толщиной 4 мм заметно отличается от того же процесса для кристалла толщиной 8 мм. Поправки на многократное рассеяние, полученные расчетным путем для трех пролетных баз, приведены на рис.2 (с учетом временного разрешения спектрометра). В области 300-400 кэВ наблюдается превышение около 5%, что соответствует вкладу нейтронов, рассеянных на ядрах кислорода, входящего в состав стекла упаковки и ФЭУ, при резонансной энергии 440 кэВ. Сдвиг

резонансной энергии в область более низких энергий связан с запаздыванием регистрации нейтронов. При E_n около 240 кэВ (см. рис. 2) кривые имеют минимум приблизительно в 5%, который объясняется выбыванием нейтронов этой энергии при резонансном упругом рассеянии на ядрах лития и алюминия.

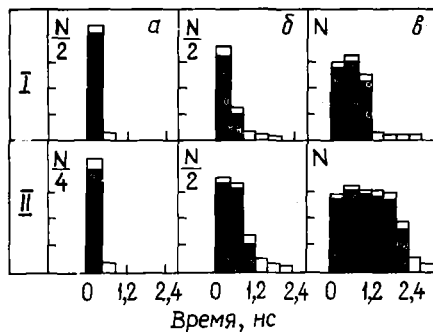


Рис. 1. Элементы $A(E, t)$ для кристаллов толщиной 4 мм (I), 8 мм (II) и трех энергий нейтронов, кэВ: а - 2970; б - 470; в - 89

Рассматривая влияние рассеяния нейтронов на ФЭУ и конструктивных частях детекторов, отметим, что авторы некоторых работ для уменьшения искажений в области низких энергий старались удалить источник нейтронов от рассеивающих масс, а также по возможности уменьшить массу детектора нейтронов. Однако следует учитывать, что, удаляя рассеивающие массы детекторов от источника и сцинтиллятора нейтронного детектора, нельзя надеяться на исключение искажения спектра. С увеличением расстояния, с одной стороны, уменьшается поток рассеянных нейтронов, с другой стороны, эти нейтроны начинают приходить в область все более низких энергий, а значит, и меньшей интенсивности спектра нейтронов деления. Экспериментальная оценка эффектов рассеяния на детекторах проводилась путем удвоения их масс с примерным сохранением геометрии для каждой пролетной базы. Полученные экс-

периментальные результаты удовлетворительно согласовывались с расчетными оценками. На рис. 3 приведена энергетическая зависимость поправки на рассеяние от ФЭУ и конструктивных масс детектора нейтронов для пролетной базы 6,25 см. Поправка имеет нерегулярный вид. При использовании ФЭУ-36, ФЭУ-30, ХР-1021 поправки были бы значительно большими (в 5-10 раз) из-за существенно больших масс этих фотоумножителей. Можно полагать, что с рассеянием нейтронов, во всяком случае хотя бы частично, связано и обнаружение тонкой структуры в спектрах нейтронов деления [5].

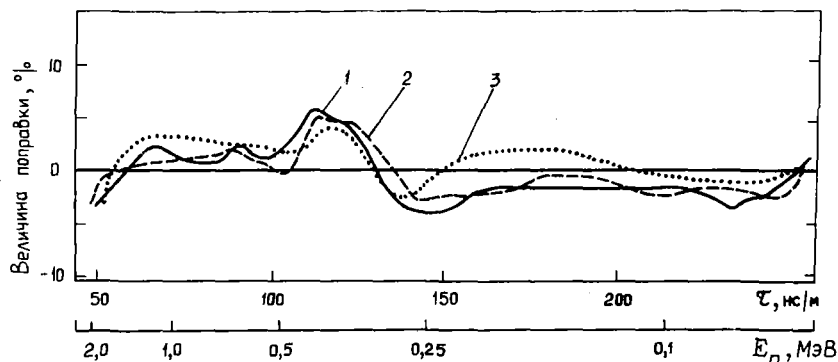
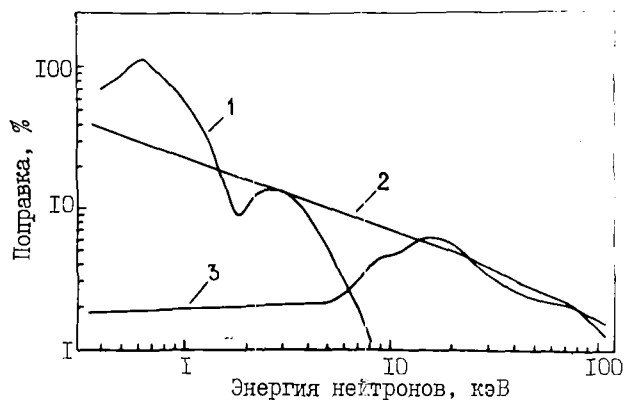


Рис. 2. Поправки на многократное рассеяние нейтронов для пролетных баз, см: 1 - 50; 2 - 25; 3 - 12,5

Рассматривая рассеяние нейтронов воздушной средой, отметим, что в большинстве работ этот эффект не учитывается, хотя воздух представляет собой значительную рассеивающую массу. В работах [2, 3] показано, что при измерении спектров нейтронов деления на больших пролетных базах рассеяние нейтронов воздухом, находящимся между источником и детектором, приводит к небольшим искажениям спектра в виде тонкой структуры. В описываемом случае были выполнены расчеты рассеяния нейтронов окружающей воздушной средой для пролетных баз 6,25-50 см в приближении однократного взаимодействия. Полученная энергетическая зависимость величины поправки на рассеяние нейтронов воздушной средой для базы 6,25 см приведена на рис. 3. Поправка монотонно возрастает с уменьшением энергии в соответствии с данными работы [2].

Часто размеры измерительного помещения таковы, что рассеянные от стен нейтроны с высокой энергией могут зарегистрироваться в исследуемом интервале времени. Величину этого эффекта можно оценить экспериментально путем измерений с помощью экранирующего конуса. В данной работе применяли парафиновый конус длиной 50 см. Так как сумма расстояний от источника и детектора нейтронов

Рис.3. Поправки для пролетной базы 6,25 см на рассеяние нейтронов от стен (кривая 1), воздушной среды (кривая 2), детектора нейтронов (кривая 3)



до стен была много больше применяемых пролетных баз, измеренная величина эффекта не зависела от базы, если вычесть вклад нейтронов, рассеянных воздушной средой. Найденная таким образом поправка для пролетной базы 6,25 см, приведенная на рис. 3, показывает, что величина поправки быстро нарастает с уменьшением энергии и при $E_n \approx 1$ кэВ составляет около 100% интенсивности спектра прямых нейтронов.

Как следует из приведенных данных, при прецизионных измерениях спектров нейтронов деления необходимо проводить всесторонний и корректный учет вклада рассеянных нейтронов.

Список литературы

1. Блинов М.В., Витенко В.А., Криски И.Т. - Препринт РИ-30. Ленинград, 1974.
2. Иванов О.И., Сафонов В.А. - Атомн. энергия, 1974, т.36, вып.5, с.397.
3. Guenther P., Havek D., Sjoblom R., Smith A. - ANL/NDM-19.
4. Душин В.Н. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.2(33), с.3.
5. Замятин Ю.С., Крошкин Н.И., Мельников А.К., Нефедов В.Н. - Nuclear Data for Reactors. Vienna, IAEA, 1970, v.2, p.183.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ

I. Следите за правильным применением и написанием единиц физических величин в соответствии со СТ СЭВ 1052-78.

Единицы физических величин, содержащие в своем названии имя собственное, а также в сочетании с приставками тера (Т), гига (Г), мега (М), (но не кило) пишутся с прописной буквы: МэВ, ГэВ, Вт, В, Гц, кэВ, кВт и т.д.

Секунда обозначается одной строчной буквой с.

Градус по Кельвину обозначается одной прописной буквой К без знака градуса.

II. Следите за правильным написанием элементов в соответствии с Периодической системой элементов, особенно обратите внимание на правильное написание урана - U, иода - I, индия - In.

III. Следите за правильным написанием изотопов. Их следует писать так: число слева от символа в положении верхнего индекса, например: ^{235}U .

IV. ТРЕБОВАНИЯ к оформлению докладов (составлены с учетом того, что доклады воспроизводятся в печати методом прямого репродуцирования с уменьшением в 2/3):

I. Доклады должны быть отпечатаны на белой плотной бумаге без оборота через 1,5 интервала на машинке с крупным очком черной новой лентой. Бумага - стандартного листа 21x30 см. Поля сверху и справа - 1,5 см, слева - 2 см, снизу - 3 см. Таким образом, текст с рисунками и таблицами впечатывается в рамки форматом 17,5x25 см².

2. Оформление первой страницы. С выключкой в левый край рамки: название доклада (заглавными буквами), ниже инициалы и фамилии авторов, ниже в скобках сокращенное название института, где выполнена работа (ОИЯИ, ФЭИ и др.). Ниже с выключкой в правый край рамки - аннотации на русском и английском языках (не более 7 строк), напечатанных через один интервал. Затем начинается текст доклада (см. образец).

3. Объем доклада вместе с рисунками, таблицами и списком литературы не должен превышать пяти страниц. Первый экземпляр доклада должен быть подписан авторами на последней странице (внизу на полях).

4. Формулы следует вписывать четко, достаточно крупно (но не крупнее прописной машинописной буквы) черной тушью или впечатывать на машинке с латинским шрифтом. Размечать формулы не надо.

Ссылки на иностранную литературу (а также иностранные слова в тексте) должны быть отпечатаны на машинке с латинским шрифтом.

5. Список литературы должен быть оформлен обязательно в соответствии с ГОСТ 7.1-76 и напечатан через полтора интервала. Примеры:

Список литературы

1. Диев А.Ф. - Атомная энергия, 1976, т.40, вып.6, с.451.
2. Howe R.E., Phillips T.V. - Phys.Rev., 1976, v.13, p.195.
3. Карпов В.А. - В кн.: Сб. докл. по программам и методам расчета быстрых реакторов. Димитровград, СЭВ, 1975, с.89.
4. Козлов В.Ф., Трошкин Ю.С. Справочник по радиационной безопасности. М., Атомиздат, 1976, 276 с.

6. Таблицы даются по тексту (а не в конце доклада). В тексте слово "таблица" сокращается: "табл.1" и т.д., нумерация арабскими цифрами. В заголовке таблиц слово "Таблица 2" пишется полностью и выключается вправо.

7. Рисунки (только схемы и графики, а не тоновые фотографии) даются по тексту, т.е. расклеиваются вместе с подрисовочными подписями по ходу изложения (а не в конце) и последовательно нумеруются арабскими цифрами (рис.1, рис.2). На рисунках надписи делать только по осям графиков. Обозначения кривых на графиках и деталей на схемах давать только цифрами с соответствующей расшифровкой в подрисовочной подписи. Все пояснения к рисункам делать в подписи:

Рис.2. Экспериментальная сферическая установка;
1 - уровнемер; 2 - регулирующий стержень;
3 - трубопровод

РИСУНКИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ПРИГОДНЫ ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО РЕПРОДУЦИРОВАНИЯ (БЕЗ ДАЛЬНЕЙШЕЙ ОБРАБОТКИ). РАЗМЕР РИСУНКОВ НЕ ДОЛЖЕН ПРЕВЫШАТЬ 15x18 см С УЧЕТОМ ИХ УМЕНЬШЕНИЯ В ГОТОВОМ ИЗДАНИИ НА 2/3, ЛИНИИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ВЫПОЛНЕНЫ ЧЕТКО ЧЕРТЕЖНЫМИ ИНСТРУМЕНТАМИ ЧЕРНОЙ ТУШЬЮ (ФОТОГРАФИИ С КАЛЕК ДОЛЖНЫ БЫТЬ КОНТРАСТНЫМИ ИЛИ ОБТЯНУТЫМИ ТУШЬЮ), ВСЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НА РИСУНКАХ ДОЛЖНЫ БЫТЬ НАПИСАНЫ ЧЕТКО И ДОСТАТОЧНО КРУПНО, т.е. СООТВЕТСТВОВАТЬ РАЗМЕРУ ШРИФТА ТЕКСТА.

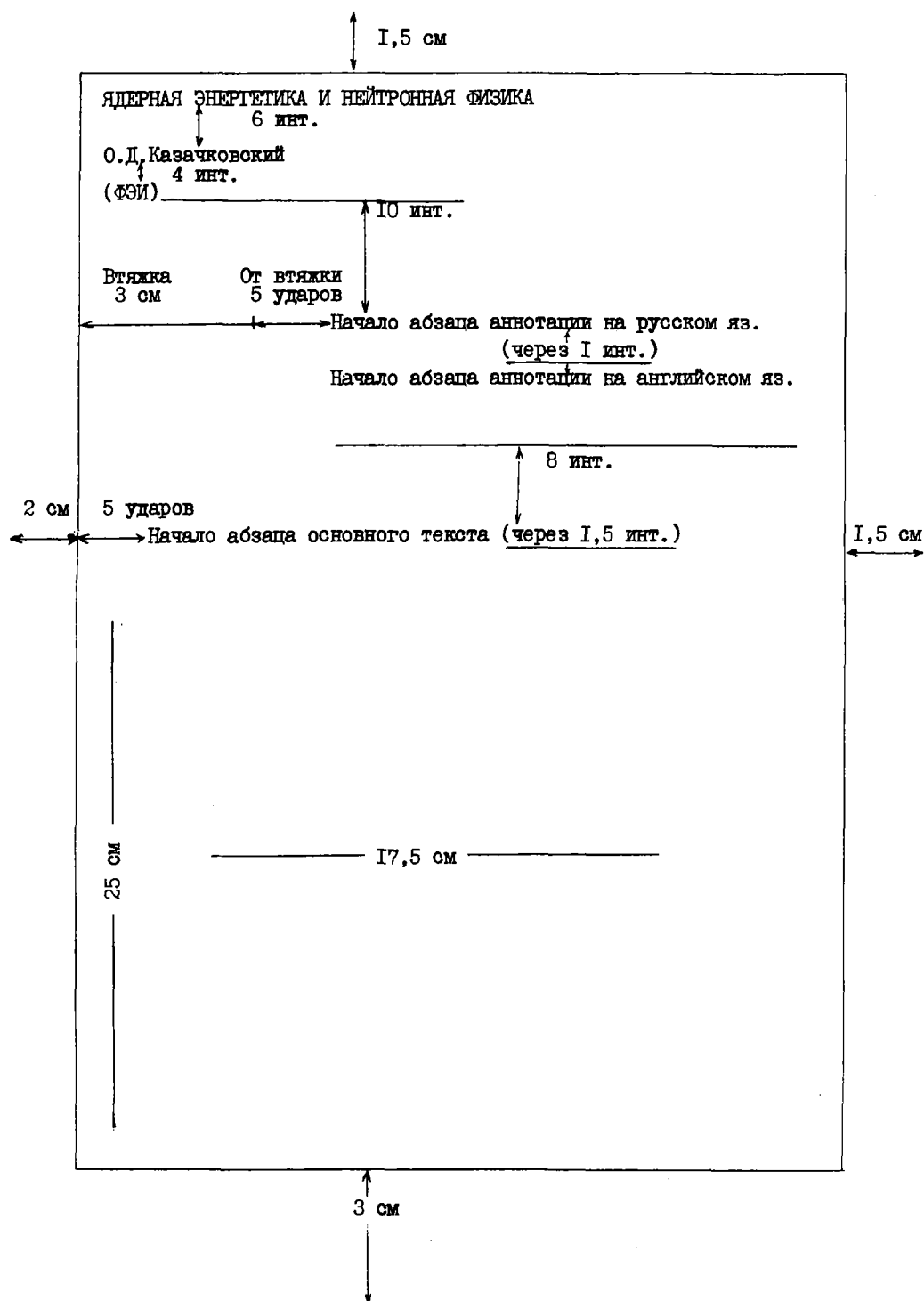
8. Рукописные исправления в тексте не допускаются.

9. Названия таблиц, подписи под рисунками, примечания печатать через один интервал.

10. Первые экземпляры докладов должны быть представлены отпечатанными на машинке. Вторые и последующие экземпляры разрешается представлять в виде ксерокопий или ротационных оттисков с первого экземпляра.

11. Страницы нумеруются простым карандашом в правом верхнем углу.

Образец первой страницы →



УДК 539.170.012

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ НА ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ И ОБОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ/В.И. Попов, И.В. Суркова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с. 3-5.

Обсуждаются экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтронов низкой энергии на тяжелых сферических и переходных ядрах. Показано, что массовая зависимость сечений для первых уровней 2^+ может быть описана в рамках оптической модели со связью каналов.

Рис. 2, табл. 1, список лит.-3 назв.

УДК 539.171.017

ОЦЕНКА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ НА ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДРАХ/В.М. Бычков, В.И. Пляскин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с. 5-7.

В рамках статистической и экситонной моделей ядерных реакций получены простые соотношения для расчета сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, (n, nf) и $(n, 2nf)$. Для учета конкуренции деления использована систематика отношения нейтронной и делительной ширин, полученная из анализа экспериментальных данных.

Рис. 4, список лит.-10 назв.

УДК 539.171.017

ВОЗБУЖДЕНИЕ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ Nd, Sm, Gd и Dy ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ/Е.С. Конобеевский, В.Г. Куденко, В.И. Попов, В.М. Скоркин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с. 7-9.

Измерены сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией $< 1,5$ МэВ для некоторых четно-четных изотопов Nd, Sm, Gd и Dy. Экспериментальные результаты интерпретируются в рамках оптической модели со связью каналов.

Рис. 2, список лит.-6 назв.

УДК 539.170.012

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЯДА УРОВНЕЙ ^{232}Th В РЕАКЦИИ (n, γ) / Б.Г.Казанца, П.А.Немжлов, Л.А.Поседаюсцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 10-12.

В работе определяются сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергиями $E_n = 700-1600$ кэВ с возбуждением ряда уровней ^{232}Th . Используется методика измерения спектра γ -квантов, сопровождающих этот процесс.

Рис. 2, табл. I, список лит.-7 назв.

УДК 539.172.4

ИССЛЕДОВАНИЕ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ (n, α) НА ЯДРАХ ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm / Д.Анджеевски, Во Ким Тхань, В.А.Втирки, А.Корейво, В.П.Попов, М.Стэмшиньски. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 13-16.

Проведены измерения усредненных по резонансам α -спектров реакции (n, α) на ядрах ^{123}Te , ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm в килоэлектрон-вольтной области энергии нейтронов. Исследована зависимость средней α -ширины усредненных ядер от энергии нейтронов в интервале до 10 кэВ. Полученные результаты не противоречат предположению статистической теории о постоянстве средней α -ширины.

Рис.1, табл.3, список лит. - 15 назв.

УДК 539.172.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СЕЧЕНИЙ И ПОЛНЫХ α -ШИРИН В РЕАКЦИЯХ $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ И $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$ / А.Антонов, А.А.Богдзель, Д.М.Гладенов, С.Марикова, Ю.П.Неков, В.Г.Тинки. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.16-19.

Измерены полные α -ширины резонансов в реакциях $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ до 700 эВ и $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$ до 4 кэВ и усредненные сечения этих реакций до 3 и 30 кэВ соответственно. Анализ результатов указывает на заметную флукутацию сечений, усредненных по интервалам, включающим 10-30 резонансов.

Рис.3, табл. 2, список лит.-8 назв.

УДК 539.172.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОБАРАНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИИ $^{207}\text{Pb}(n,p)$ /Г.Е.Беловицкий, Ю.А.Преображенский, О.С.Пресняк. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.19-22.

В работе исследовалась возможность возбуждения изобараналоговых состояний (ИАС) в реакции $^{207}\text{Pb}(n,p)$. В пределах ошибок эксперимента возбуждения ИАС не наблюдалось. Верхнее значение сечения возбуждения возможных резонансов σ_{nr}^{max} 0,6 мб. Результаты сравниваются с экспериментальными данными, полученными в других работах, и с расчетом.

Рис. 1, список лит.-II назв.

УДК 539.172.162.2

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^3He В ИНТЕРВАЛЕ 0,025-250 эВ/В.П.Алфименков, С.Б.Борзakov, Я.Велбицки, А.М.Говоров, Л.Б.Ликельнер, Э.И.Шарапов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.22-24.

Из измерений пропускания нейтронов газовыми мишенями ^3He по методу времени пролета получено полное сечение в диапазоне энергий 0,025-250 эВ. Обсуждается отклонение хода сечения от закона $1/V$.

Рис. 2, список лит.-5 назв.

УДК 539.172.2

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ И АМОРФНЫХ МИШЕНЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ/А.П.Антипенко, И.А.Гришаев, В.И.Касилов, Н.И.Лапин, В.Л.Мороховский, С.Ф.Щербак. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.25-27.

Измерены ориентационные зависимости выходов нейтронов и осколков деления из монокристаллов и аморфных мишеней под действием электронов и фотонов высоких энергий.

Рис. 5, список лит.-7 назв.

УДК 539.172.17

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ С ИОНАМИ ЛИТИЯ/О.В.Бочкарев, Е.А.Кузьмин, А.А.Оглоблин, Л.В.Чулков, Г.Б.Янков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.28-30.

На 1,5-метровом изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В.Курчатова измерены методом времени пролета энергетические спектры нейтронов, образующихся в реакции ${}^7\text{Li} + {}^{59}\text{Co}$ при энергии ионов лития 40 и 90 МэВ. Полученные результаты анализируются в рамках статистической и предравновесной моделей. С помощью импульсной диаграммы для инвариантного сечения показана возможность существования двух источников эмиссии нейтронов.

Рис.4, табл. I, список лит.-10 назв.

УДК 539.123

НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА РЕАКТОРЕ ШИК/А.В.Дербин, Ю.В.Петров, Л.А.Поляко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.31-33.

В работе обсуждается возможность изучения взаимодействия нейтрино и антинейтрино низких энергий с электронами и ядрами с помощью кремнивого мультidetектора; используются высокоактивные источники.

Рис. 3, список лит. - 26 назв.

УДК 539.125.5.173

ИЗМЕРЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ИНТЕГРАЛА АКТИВАЦИИ ${}^{108}\text{Cd}$ /А.Г.Беда, О.В.Шведов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.34-35.

В спектре нейтронов реактора измерен резонансный интеграл активации ${}^{108}\text{Cd}$ методом сравнения с эталоном - ${}^{197}\text{Au}$. Получено значение $J_p = (16,7 \pm 4,6) \text{ б.}$

Табл. I, список лит.-4 назв.

УДК 539.124.164.

ВЫХОДЫ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТРАБОТАВ-
ШЕГО УРАНОВОГО И УРАН-ТОРИЕВОГО ТОПЛИВА/Н.С.Шиманская. - Вопросы
атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40),
с. 35-39.

Расчитаны выходы и энергетические спектры нейтронного излучения
отработавшего UO_2 -топлива реактора ВВЭР ($\alpha_f=3\%$) и (U-Th) O_2 -топлива
с исходным соотношением $^{232}Th: ^{235}U: ^{238}U=65:13:1$. Расчеты проведены
в широком диапазоне значений выгорания топлива и времени его выдер-
жки после выгрузки из реактора.

Рис. 4, табл. 2, список лит.-11 назв.

УДК 539.170

БИБЛИОТЕКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ РЕАКТО-
РОВ/Л.П.Абагян, М.С.Юдкевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с.39-41.

Приведены сведения о библиотеке оцененных данных для нейтронов ма-
лых энергий. Информация о сечениях представлена в форме, используемой
в традиционных схемах расчета тепловых реакторов. Библиотека достаточ-
но компактна для использования при оперативных расчетах. Приводятся
результаты оценки данных для актинидов.

Табл. 1, список лит.-12 назв.

УДК 539.172.8

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{236}U /С.В.Дмитриев, Г.А.Отрошенко.-
Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981,
вып. 1(40), с.42-44.

Измерялись период полураспада и выход делящегося изомера в реак-
ции $^{235}U(n, n')$ в интервале энергий нейтронов от 2,6 до 4,7 МэВ. Пе-
риод полураспада составляет 115 ± 16 нс, порог образования изомера -
 $2,8 \pm 0,1$ МэВ. Отношение выходов изомера и мгновенного деления достига-
ет $2 \cdot 10^{-4}$.

Рис. 1, список лит.-6 назв.

УДК 539.173.4

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ^{244}Cm НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,4-1,3 МэВ/П.В.Воронников, Л.Д.Козлов, В.Д.Молчанов, Г.А.Шуф. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.44-46.

Соблюдаются результаты измерений сечения деления ^{244}Cm нейтронами с энергией 400-1300 кэВ, выполненных на импульсном электростатическом ускорителе с использованием пяти нанограмм исследуемого изотопа.

Рис. 1, табл. 1, список лит.-8 назв.

УДК 539.170.01

О РАСПАДЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ ЧЕРЕЗ ДВУГОРНЫЙ БАРЬЕР./ Г.А.Пик-Пичак. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.46-48.

Приведены результаты расчета ширины распада квазистационарного состояния через двугорный барьер в случае, когда нарушаются условия применимости аналитических выражений.

Рис. 2, список лит.-3 назв.

УДК 539.173.13

ИСПУСКАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ И В РЕАКЦИИ(d, pf)/ В.В.Гладков, В.А.Завгородний, В.И.Серов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.48-50.

Проведены измерения выходов нейтронов деления при разных энергиях возбуждения в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$. Данные по ν при делении ядер медленными нейтронами указывают на зависимость ν от спинов делящихся ядер, что может являться причиной нерегулярностей в выходе нейтронов деления в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$.

Рис. 2, табл. 1, список лит.-4 назв.

УДК 539.173.8:546.791

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{236}U И ^{238}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,550-4,25 МэВ/Х.Д.Андросенко, Г.Г.Королев, Д.Л.Шпак.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.50-53.

С помощью стеклянных детекторов изучена угловая анизотропия осколков деления урана-236 и урана-238 и энергетическая зависимость отношения сечения деления урана-236 к сечению деления урана-235 с энергией 0,550-4,25 МэВ.

Рис. 1, список лит.-22 назв.

УДК 539.173.8

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ/Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, В.Ф.Митрофанов, А.И.Сергачев.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 53-57.

Выполнены измерения кинетической энергии осколков при делении ядер ^{232}Th , ^{236}U нейтронами в области энергий от порога до 5,5 МэВ и ^{234}U - в области E_n от 1,2 МэВ до 1,4 МэВ.

На основе полученных результатов и с привлечением экспериментальных данных для других ядер обсуждается природа локальных вариаций средних кинетических энергий осколков (E_k) вблизи барьера деления. Построена систематика E_k в координатах Z и A делящихся ядер. Рассмотрена возможность извлечения сведений о диссипативных свойствах коллективного движения ядра к точке разрыва из экспериментальных данных о кинетических энергиях осколков деления.

Рис. 4, табл. 1, список лит.-10 назв.

УДК 539.173.8

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОТДЕЛЯЮЩИХСЯ ЯДЕР/В.А.Шитин.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с.58-60.

Рассматривается механизм, в котором кинетическая энергия продуктов деления и глубоконеупругого столкновения ядер определяется конфигурацией распадающейся системы на внешнем барьере, а не в момент разрыва. На барьере система рассматривается состоящей из двух взаимодействующих ядер. Полагается, что их форма не меняется на спуске с барьера.

Список лит.-8 назв.

УДК 539.173.84

ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{237}U НЕЙТРОНАМИ/В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминнов, В.В.Малиновский, Н.Н.Семенова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 60-62.

Измерена энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ при делении ядер ^{237}U нейтронами в области энергий 1-6 МэВ. Проанализированы поправки и вклад их погрешностей в суммарную ошибку измерения $\bar{\nu}$. Оцениваемая точность относительных измерений составляет около 1,5%. Рассмотрена взаимосвязь энергетических зависимостей E_k и $\bar{\nu}_p$.
Рис. 1, табл. 3, список лит.-3 назв.

УДК 539.173.84.

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{238}U НЕЙТРОНАМИ/В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминнов, В.В.Малиновский, В.М.Пигсайкин, Н.Н.Семенова, В.С.Вальякин, С.М.Соловьев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 62-65.

Измерена энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{238}U нейтронами в области энергий 1,3-6 МэВ. Оцениваемая точность относительных измерений 1%. Для анализа энергетической зависимости $\bar{\nu}_p$ привлекаются сведения о кинетических энергиях осколков при делении ядер урана-238 нейтронами.

Рис. 1, табл. 3, список лит.-5 назв.

УДК 539.173.7

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf /Ю.А.Васильев, Л.В.Сидоров, Н.К.Васильева, Ю.А.Барашков, О.А.Голованов, Н.Н.Зелялов, Н.В.Копалкин, Н.И.Немудров, В.И.Сурин, Ю.Ф.Хачатуров, Н.М.Чулков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 65-67.

Измерены энергетические и угловые распределения нейтронов при спонтанном делении ^{252}Cf на осколки разных масс и суммарных кинетических энергий. Распределения сравниваются с расчетами по модели изотропного испарения из полностью ускоренных осколков.

Рис. 1, табл. 1, список лит.-5 назв.

УДК 539.125.5.164

СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ НА БАЗЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭГ-1/В.Н.Кононов, Е.Д.Полетаев, М.В.Боховко, Л.Е.Казаков, В.М.Тимохов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с.67-71.

Описан спектрометр быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного электростатического генератора ЭГ-1. Приводится сравнение качества спектрометра в терминах полезного потока нейтронов на образце с другими установками.

Рис. 3, табл. 1, список лит.-6 назв.

УДК 539.1.074.88

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ЛИТИЕВЫМИ СТЕКЛАМИ/П.Ц.Дьяченко, Л.Е.Казаков, В.Н.Кононов, Л.С.Куцаева, Е.А.Серегина, Е.Д.Полетаев, В.Н.Душин, А.Дайтан. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с. 71-74.

Сообщаются результаты экспериментального и теоретического исследования энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов литиевым стеклом ЛБ-912 толщиной 0,95 см в диапазоне энергий от 20 кэВ до 2 МэВ. Измерения выполнены по отношению к тонкому ($\delta = 0,835$ мм) стеклу ЛБ-90А. Расчеты проведены методом Монте-Карло с использованием данных по сечениям согласно версии JNDF/V-V.

Рис. 2, список лит.-5 назв.

УДК 539.1.07:539.173.84

МЕТОД ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ/В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов, В.В.Малиновский, Н.Н.Семёнова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1(40), с. 74-76.

Создана экспериментальная установка для относительного измерения среднего числа мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}_p$. Временное распределение импульсов от нейтронов деления измерялось анализатором ЛР-4840 в режиме многоканального пересчета. Измерения для изучаемого делящегося изотопа и ^{252}Cf проводились одновременно.

Рис. 2, список лит.-1 назв.

УДК 539.1.07

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ ТРАНСПУТОНИЕВЫХ ИЗОТОПОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОГРАММОВЫХ КОЛИЧЕСТВ ВЕЩЕСТВА/П.Е.Ворожников, М.А.Жуков, Л.Д.Козлов, Е.А.Колтыгин, Д.Д.Молчанов, Г.А.Шуф. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 77-79.

Показано, что методика, объединяющая импульсный наносекундный электростатический ускоритель и систему временной селекции регистрируемых событий, позволяет измерять сечения деления σ_f изотопов с периодом спонтанного деления T_f при количествах вещества порядка нанограммов в области энергий нейтронов, где $\sigma_f T_f^{1/2} \geq 10$ б.год^{1/2}.

Рис. 1, список лит. - 4 назв.

УДК 539.1.074.55

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО 2π -ДЕТЕКТОРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ/С.И.Ламаев, С.М.Соловьев, П.С.Солошенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 79-80.

Показано, что полупроводниковый детектор с углублением позволяет проводить измерения энергии осколков деления в 2π -геометрии с существенно меньшими искажениями по сравнению с обычным плоским поверхностно-барьерным детектором.

Рис. 1, список лит.-2 назв.

УДК 539.173.84

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ НА ФОРМУ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ/М.В.Блинов, В.А.Витенко, В.Н.Душин, В.И.Юрвич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I(40), с. 81-83.

Описаны расчетные и экспериментальные способы определения поправок, связанных с влиянием рассеяния нейтронов на форму спектра нейтронов деления. Для конкретного случая определены вклады рассеянных нейтронов от различных источников рассеяния.

Рис. 3, список лит.-5 назв.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

П.П.Благоволин, В.П.Вертебный, В.Я.Головня, Ю.С.Замятин, Ю.А.Казанский,
С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.А.Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н. Манохин,
В.И.Матвеев, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, М.Н.Николаев, Э.Е.Петров,
Ю.П.Попов, Г.Я.Труханов, О.А.Сальников, С.И.Сухоручкин, Г.Е.Шаталов,
Г.Б.Янков, Г.Б.Ярына, М.С.Юткович

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г.ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я.Гужовский, П.П.Дмитриев, Б.С.Имханов, Е.Г.Копанец, Ю.В.Сергеенков,
Ю.В.Хольнов, Н.П.Чижова, Ф.Е.Чукреев

Ответственный секретарь Д.А.КАРДАШЕВ

Редакторы: Т.Н.Артемова, Е.Е.Гудкова, Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректор Е.М.Спирдонова

Подписано в печать 27.03.81.	Т06834.	Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать. Усл.печ.л. 12,32.	Уч.-изд.л.12,2.	Тираж 367 экз.
Зак. тип. № 392	30 статей.	Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, а6/яц 584

I руб.

Индекс 3645